

**Untersuchungen zur Berechnung und
Optimierung des Wärmeübergangs bei der Dampfwirbelschicht-
Trocknung am Beispiel von Lausitzer Braunkohlen**

Von der Fakultät für Maschinenbau, Elektrotechnik und
Wirtschaftsingenieurwesen der Brandenburgischen Technischen Universität
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Ingenieur (FH)

Stefan Lechner

geboren am 05. März 1978 in Weilheim i.OB

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. habil. D. Specht

Gutachter: Professor Dr.-Ing. H. J. Krautz

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. H. P. Berg

Tag der mündlichen Prüfung: 18.10.2012

Vorwort

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Kraftwerkstechnik der BTU Cottbus. In den Jahren 2007 bis 2011 war ich für die Hochschule als Projektleiter des F&E-Vorhabens „Konzeptentwicklung für eine großtechnische Versuchsanlage zur druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen“ mit vielen Aspekten des Verfahrens betraut. Seit 2008 habe ich als Schwerpunkt für die vorliegende Arbeit den Bereich des Wärmeübergangs vertieft. Ermöglicht wurden diese Forschungsergebnisse durch Fördermittel, u. a. vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi).

Dem Lehrstuhlinhaber Prof. Dr.-Ing. H. J. Krautz gilt mein besonderer Dank für die wissenschaftliche Betreuung, die Möglichkeit eigene Themen einzubringen und für die Arbeitsbedingungen, welche mir die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglicht haben.

Allen Kollegen danke ich für zahlreiche Anregungen, den Gedankenaustausch, für Korrekturhinweise sowie generell für die fruchtbare Forschungsatmosphäre.

Den Kollegen aus dem Technikum möchte ich besonders für die Unterstützung bei Konzeption, Aufbau, Durchführung, Analyse und Spurenbeseitigung der vielfältigen Versuchskampagnen danken, ebenso den beteiligten studentischen Hilfskräften. Die Handhabung großer Mengen feingemahlener Braunkohle ging nicht immer spurlos an uns vorbei.

Hervorzuheben ist mein heutiger Trocknerkollege Hr. Merzsch, der mit seiner von mir betreuten Diplomarbeit 2009 am kleinen Kaltmodell wesentliche Grundlagen geschaffen hat, diese Arbeit in der vorgenommenen Breite ausführen zu können.

Meiner Familie, allen voran der Mutter meiner Kinder, danke ich für die Unterstützung und den Rückhalt, angefangen beim Entschluss noch einmal an der Hochschule tätig zu werden und bis zum heutigen Tag.

Cottbus, im Oktober 2012

Stefan Lechner

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	IX
Abstract.....	XV
1 Einführung und Problemstellung.....	1
1.1 Einordnung der Braunkohle in den energiewirtschaftlichen Kontext	1
1.2 Auswirkungen des Klimaschutzes.....	2
1.3 Dampfwirbelschicht-Trocknung als Baustein künftiger Kraftwerke.....	3
1.4 Aufgabenstellung.....	4
2 Stand der Braunkohletrocknung und der Forschung zum Wärmeübergang	7
2.1 Einteilung und Beschreibung der Trocknungsverfahren	7
2.1.1 Fleißner-Verfahren.....	8
2.1.2 Mechanisch-Thermische-Entwässerung (MTE).....	9
2.1.3 Röhrentrockner	10
2.1.4 Mahltrocknung.....	12
2.1.5 Verfahrens-Varianten der Dampfwirbelschicht-Trocknung	13
2.2 Vergleich der Verfahren anhand von Kennzahlen	17
2.3 Stand der Forschung zum Rohrbündel-Wärmeübergang in Wirbelschichten ...	19
2.3.1 Spezifische Wärmekapazität - Verdampfung als zusätzliche Wärmesenke	21
2.3.2 Geschwindigkeitsprofil im Trockner	22
2.3.3 Auswirkungen der Polydispersität von Braunkohle	23
2.3.4 Einfluss des Rohrdurchmessers	23
2.3.5 Einfluss des Gasverteilers.....	24
2.3.6 Einfluss und Gestaltung der Rohrbündelgeometrie	25
2.3.7 Auswirkung der Beheizung der Nachbarrohre	29
2.3.8 Partikel- und gaskonvektive Einzelmechanismen des Wärmeübergangs	29
3 Grundlagen der Braunkohletrocknung mittels Dampfwirbelschichttechnik	30
3.1 Eigenschaften von Braunkohle als Trocknungsgut.....	30
3.1.1 Allgemeine Grundlagen.....	30
3.1.2 Stoffliche Eigenschaften der Braunkohle	32
3.1.3 Trocknungsverlauf der Braunkohle	44
3.1.4 Bindungsenthalpie von Braunkohle.....	46

3.2	Strömungstechnische Grundlagen der Dampfwirbelschicht-Trocknung.....	49
3.2.1	Wirbelschicht und Fluidisierungszustände	49
3.2.2	Porosität bzw. Hohlraumvolumenanteil	51
3.2.3	Lockerungspunkt.....	51
3.2.4	Austragspunkt.....	52
3.2.5	Einordnung nach Geldart	54
3.2.6	Einordnung nach Reh	56
3.2.7	Blasenbildung und -einfluss	57
3.2.8	Aspekte zum Düsenboden	59
3.2.9	Feststoffdurchmischung und Verweilzeitverhalten.....	60
3.2.10	Zusätzliche Vorgänge in realen (D)DWT-Wirbelschichten	63
3.3	Theorie zur Wärmeübertragung Heizrohr-Wirbelschicht.....	67
3.3.1	Wärmedurchgangskoeffizient (k-Wert)	67
3.3.2	Wärmeübergangskoeffizient Heizdampf – Heizrohr	68
3.3.3	Wärmeleitung durch das Heizrohr	73
3.3.4	Wärmeübergangskoeffizient Heizrohr – Wirbelschicht	73
4	Verwendete Versuchsaapparaturen.....	86
4.1	Hammermühle	86
4.2	Wärmeübergangssonden	86
4.3	Kleines Kaltmodell (Ø 12,7 cm)	87
4.4	Großes Kaltmodell (Ø 44,1 cm bzw. 39,0 x 39,0 cm).....	88
4.5	DDWT-Versuchsanlage der BTU Cottbus (Ø 43,7 cm)	92
5	Wärmeübergang in einer realen Kohlewirbelschicht.....	95
5.1	Einfluss der Polydispersität von Braunkohle.....	95
5.1.1	Ermittlung der Lockerungsporosität	95
5.1.2	Wahl des geeigneten mittleren Durchmessers.....	96
5.1.3	Einführung des 40-µm-Kriteriums.....	99
5.1.4	Austragsproblematik und Staubrückführung	102
5.2	Einfluss des Kohlewassergehaltes.....	105
5.2.1	Spezifische Wärmekapazität als Funktion des Kohlewassergehaltes.....	105
5.2.2	Einfluss der Rheologie – Fließverhalten und Fluidisierbarkeit	105
5.2.3	Verdampfung als zusätzliche Wärmesenke	111
5.2.4	Vergleich mit experimentellen Ergebnissen	114
5.3	Einfluss des lokalen Geschwindigkeitsprofils im Trockner.....	117

5.4	Einfluss des Einzelrohrdurchmessers.....	121
5.4.1	Maximaler Wärmeübergang, Einzelrohr mittig in der Wirbelschicht.....	121
5.4.2	Maximaler und relativer, ortsabhängiger Wärmeübergang.....	124
6	Einfluss der Geometrie von Rohrbündeln.....	126
6.1	Modellentwicklung zur Vorausberechnung von α	126
6.1.1	Theoretische Vorbetrachtungen.....	126
6.1.2	Wahl der Rohrbündelvariante.....	127
6.1.3	Ermittlung der relevanten dimensionslosen Kenngrößen.....	128
6.1.4	Verifizierung der Reduktionsfaktoren durch empirische Messdaten.....	129
6.1.5	Randbedingungen und Übertragbarkeit.....	134
6.1.6	Vergleich mit den Rohranordnungen fluchtend und gekreuzt.....	137
6.1.7	Einfluss auf den gaskonvektiven Wärmeübergang.....	138
6.2	Lokale Wärmeübergangskoeffizienten im Rohrbündel.....	139
6.2.1	Verteilung entlang der y-Achse mittig.....	139
6.2.2	Verteilung in x- und z-Richtung anhand 22RB1 und 22RB2.....	141
6.3	Gesamtmodell zum Wärmeübergang in horizontalen Rohrbündeln.....	142
6.3.1	Gültigkeit des Modells.....	142
6.3.2	Modifizierung des Modells nach Dietz.....	143
6.3.3	Überprüfung des Modells anhand von Kaltmodellmessungen.....	146
6.3.4	Anwendung auf andere Partikeldurchmesser mittels Martin.....	150
6.3.5	Vergleich des Modells mit heißen (D)DWT-Versuchen.....	151
6.4	Ausblick auf eine optimierte Rohrbündelauslegung.....	152
7	Zusammenfassung, Forschungsbedarf und Ausblick.....	156
	Literaturverzeichnis.....	159
	Anhang.....	167
	Anhang A1.....	167
	Anhang A2.....	174
	Anhang A3.....	175
	Anhang A4.....	179

Symbolverzeichnis

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Maßeinheit	Bedeutung
a	Ma.-%	Aschegehalt
α	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
A	m^2	Fläche, hier meist: Wärmetauscherfläche
$c_{(P)}$	$\text{J}/(\text{kgK})$	spez. (isobare) Wärmekapazität
C_A	-	gasspezifische Konstante (bei Martin)
C_K	-	„Stoßzeitfaktor“, Anpassungskonstante (bei Martin)
d	m	Durchmesser
d_{32}	m	Sauterdurchmesser
d_{50}	m	mittlerer Durchmesser (gewogenes Mittel)
D(...)	Ma.-%	Siebdurchgang bei Siebanalyse
$f(\dots) / F(\dots)$	-	Funktion / Abhängigkeit von ...
F(t)	-	Verweilzeit-Summenfunktion
f_{RB}	-	Rohrbündel(reduktions)faktor
F	N	Kraft
g	m/s^2	Gravitationskonstante
h	m	Höhe über Anströmboden
h	J/kg	spez. Enthalpie
h	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$	Wärmeübergangskoeffizient (engl.)
H	J	Enthalpie
H_u	J/kg	unterer Heizwert
k	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$	k-Wert, Wärmedurchgangskoeffizient
K	-	Anpassungskonstante (bei Dietz)
l_{frei}	m	freie Weglänge (freier Fallweg) der Partikel (bei Martin)
l_1	m	laminare charakteristische Länge (bei Dietz)
l_{mod}	m	modifizierte freie Weglänge der Gasmoleküle (Martin)
l_t	m	turbulente charakteristische Länge (bei Dietz)
L	m	(Rohr-)Länge (auch: Füllstand)
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
\tilde{M}	kg/kmol	Molmasse

n	$1/m^2$	spezifische Anzahl der Partikelkontaktstellen
n	-	Variable
\dot{n}	$1/s$	Partikelanzahlstrom
N	-	Variable (bei Martin)
p	bar	Druck
P	W	Leistung
q	J/kg	spezifische Wärme
\dot{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
Q	J	Wärme(menge)
\dot{Q}	W	Wärmestrom
r	J/kg	Verdampfungsenthalpie
\tilde{R}	$J/(mol\ K)$	universelle Gaskonstante
$R(...)$	Ma.-%	Siebrückstand bei Siebanalyse
s	m	Abstand
S	m^2	Oberfläche
S	-	Sättigungsgrad (d. Flüssigkeit im Hohlraumvolumen)
t	-	Rohrteilung
t	$^{\circ}C$	Temperatur
t	s	Zeit
t_k	s	Kontaktzeit
T	s	Zeit
T	K	Temperatur
u bzw. u_0	m/s	(Leerrohr-)Geschwindigkeit
V	m^3	Volumen
\dot{V}	m^3/s	Volumenstrom
w	Ma.-%	Wassergehalt (auf feuchte Gesamtmasse bezogen)
W	J	Arbeit
\bar{w}_p, w_p	m/s	(mittlere) Partikelgeschwindigkeit
x	-	Dampfanteil bei Nassdampf
x	Ma.-%	Feuchtegehalt (auf Trockenmasse bezogen)
x, y	-	Variablen
Z	$W/(m^2K)$	Rechengröße (bei Martin)

Griechische Formelzeichen

Symbol	Maßeinheit	Bedeutung
α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient
γ	-	Akkommodationskoeffizient
Δ	-	Delta, Differenz
ε	-	Porosität, Hohlraumvolumenanteil
φ	-	Sphärizität, Formfaktor
η	kg/(ms)	dynamische Viskosität
Λ	m	effektive freie Weglänge der Gasmoleküle
λ	W/(mK)	Wärmeleitfähigkeit
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
$\vartheta / \Delta\vartheta$	K	Überhitzung (der Kohle über Sattedampftemp. hinaus)
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	W/(m ² K ⁴)	Stefan-Boltzmann-Konstante
τ	N/m ²	Schubspannung
τ	s	Verweilzeit
ϕ	-	effektive Emissionszahl
ω	Ma.-%	Massenanteil

Indizes

Symbol	Bedeutung
a	außen
A	am Austragspunkt
atro	absolut trocken
B	Bindung
cf	„complete fluidization“, bezeichnet die visuell vollständige Fluidisierung eines stark polydispersen Partikelgemisches
D	Dampf(förmige) Phase
DB	Düsenboden
diag	diagonal
eq	äquivalent
F	Fluid
G	Gas
G	Gewichts-

ges	gesamt
gk	gaskonvektiv
h	horizontal
H	Haft-
HD	Heizdampf
i	innen
i	Laufvariable
Kond	Kondensation
L	liquid
L	am Lockerungspunkt
Martin	Martin(-durchmesser)
max	Maximalwert
mf	„minimum fluidization“, bezeichnet den Zustand am Lockerungspunkt
min	minimal, Mindest-
o	oben / obere
opt	optimal
P	Partikel
pk	partikelkonvektiv
R	Reibungs-
R	Rohr
RB	Rohrbündel
res	resultierend
sv	surface-volume (engl. Index für Sauterdurchmesser)
S	Sattdampfzustand
S	Scher-
Str	Strahlung
TBK	Trockenbraunkohle
th	thermisch
u	unten/ untere
v	vertikal
v	spezifisch (bei spezifischer Oberfläche S_v nach RRSB-Verteilung)
W	Wand
W	Wasser
WP	Wand-Partikel
WS	Wirbelschicht (bei Wärmeübergang: in die Wirbelschicht)
waf	wasser- und aschefrei

ZR	Zwischenraum
0	Anfangswert (auch: Festbettzustand vor/nach Fluidisierung)
0	auf den freien WS-Querschnitt bezogen („Leerrohr“-)
1,2,3...	fortlaufende Nummerierung
32	Sauter(-durchmesser)
20, 40, 60	bezogen auf den Massenanteil mit $d_p < 20/40/60 \mu\text{m}$
Δ	Dreieck

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
abs.	absolut
(A)DWT	(Atmosphärische) Dampfwirbelschicht-Trocknung
BTU	Brandenburgische Technische Universität
BV	Brüdenverdichter
CCS	Carbon Dioxide Capture and Storage
DB	Düsenboden
(D)DWT	(Druckaufgeladene) Dampfwirbelschicht-Trocknung
GTVA	Großtechnische Versuchsanlage
HD	Heizdampf
IfE	Institut für Energetik
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
MD	Mitteldruck
MIBRAG	Mitteldeutsche Braunkohlengesellschaft mbH
MTE	Mechanisch-Thermische Entwässerung
ND	Niederdruck
NDV	Niederdruckvorwärmer
PA	Polyamid (Kunststoff für die Wärmeübergangssonden)
PE	Polyethylen
PET	Polyethylenterephthalat (Kunststoffplatten am gr. Kaltmodell)
(P)SFBD	(Pressurized) Steam Fluidized Bed Drying – (D)DWT
PTA	Pilotrocknungsanlage (der RWE)
PTFE	Polytetrafluorethylen (Kunststoff für die Wärmeübergangssonden)
RBK	Rohbraunkohle
RFK	Rohfeinkohle

RRSB	RRSB-Verteilung nach Rosin, Rammler, Sperling und Bennet
RWE	RWE AG (früher: Rheinisch-Westfälisches Elektrizitätswerk AG)
SR	Staubrückführung
TA	Trocknungsabschnitt
TBK	Trockenbraunkohle
THFL	Tauchheizfläche
VE-M	Vattenfall Europe Mining AG
WS	Wirbelschicht
WTA	Wirbelschichttrocknung mit interner Abwärmenutzung
WÜ	Wärmeübergang
WÜK	Wärmeübergangskoeffizient
WVL	Wasserverdampfungsleistung

Dimensionslose Kennzahlen

Ar	=	$\frac{g \cdot d_p^3 \cdot (\rho_p - \rho_f) \cdot \rho_f}{\eta_G^2}$	Archimedes-Zahl
Eu	=	$\frac{4}{3} \cdot \frac{\rho_p - \rho_G}{\rho_G} \cdot \frac{d_p \cdot g}{u^2} \cdot \varepsilon^2$	Euler-Zahl
Fr *	=	$\frac{3}{4} \cdot \frac{u_{mf}}{\sqrt{g d_p}} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_p - \rho_G}$	mod. Froude-Zahl (nach Reh)
Nu	=	$\frac{\alpha \cdot d_p}{\lambda_G}$	Nusselt-Zahl
Pr	=	$\frac{v_G}{a_G} = \frac{\eta_G c_{p,G}}{\lambda_G}$	Prandtl-Zahl
Re	=	$\frac{u \cdot d_p}{v_G}$	Reynolds-Zahl
Ω	=	$\frac{u^3 \cdot \rho_G}{g \cdot v_G \cdot (\rho_p - \rho_G)}$	Omega-Zahl (Kennzahl nach Reh)

Abstract

This work examines the phenomenon of heat transfer in fluidized beds equipped with horizontal heat exchanger surfaces such as single tubes and tube bundles. The underlying application is the (Pressurized) Steam Fluidized Bed Drying of lignite ground to a grain size of 0-2 mm (“fine grain”, $d_{32} < 85$ micron), suitable for a pulverized-fuel burner, such that the dominant heat transfer mechanism is heat transport through particle convection.

The various (P)SFBD and other drying processes are ranked against each other according to energy efficiency and large scale applicability. There are currently large gaps and contradictions in the state of knowledge of heat transfer phenomena and its ability to predict the influence of single tube and tube bundle geometries. This, as well as the impact of grain size distribution, heated adjacent tubes and the presence and evaporation of water, is here analyzed.

The predictive quality of the well-developed theories of Martin [79] and Molerus / Dietz [26] are tested in their application to the (P)SFBD process, specifically the heat transfer from heating tubes to the fluidized bed, which is the focus of this work. Here the use of the Martin diameter [77] proves useful in describing the highly polydisperse coal. The additional introduction of a 40-micron criterion creates an efficacious standard of comparison for various fine-grained lignites.

The effect of tube diameter on performance has been examined over a large range of values (12 - 200 mm) and integrated into the theory.

The following study of tube bundle geometry, in particular of staggered horizontal tubes, leads to the derivation of the tube bundle factor f_{RB} , based on dimensionless geometric numbers, which then predicts the reduction of the heat transfer coefficient h_{ws} compared to that of the single tube. The investigated bundles were composed of tubes of diameters 12 – 35 mm and pitch/diameter ratios of 1.5 – 4.0. The main factors influencing f_{RB} for a given geometry were found to be the horizontal and diagonal tube pitch as well as the minimum distance between tubes. Important edge effects are also discussed.

Finally, the tube bundles are evaluated using the volume-related heat transfer coefficients. In summary, rather precise and detailed design principles are developed for the configuration of tube bundle heat exchangers, including those also used in (P)SFBD processes.

“Fluidization is the art of handling a solid as if it were a fluid.” [2]

1 Einführung und Problemstellung

1.1 Einordnung der Braunkohle in den energiewirtschaftlichen Kontext

Im Jahr 2010 wurden weltweit rund 1,0 Mrd. t Weichbraunkohlen verbraucht, davon mehr als die Hälfte allein in Europa [31] [107]. Deutschland war mit rund 175 Mio. t auch 2008 mit deutlichem Abstand der größte Förderer von Braunkohlen, bei einem Anteil von ca. 18 % an der Weltproduktion [17].¹

Einen Überblick über die weltweite Verteilung von Reserven, Ressourcen und der kumulierten Förderung bis heute gibt Abb. 1.1.

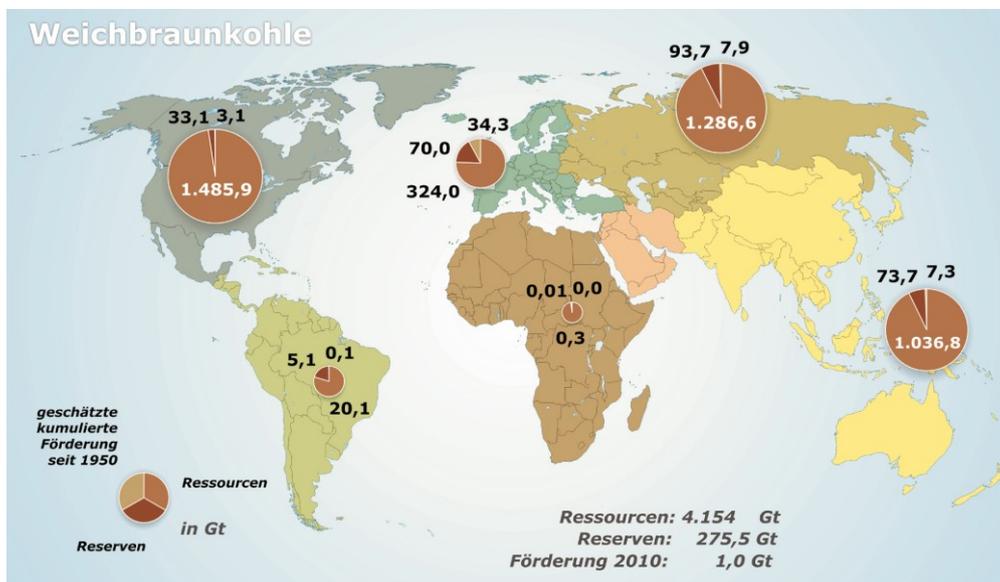


Abb. 1.1: Globale Reserven, Ressourcen und Förderung von Weichbraunkohlen [107]

Es ist ersichtlich, dass die Reserven im Mittel für mehr als 250 Jahre zur Deckung der gegenwärtigen Förderung ausreichen. Auch in Deutschland ist in diesem Jahrhundert kein Mangel an abbaubaren Lagerstätten zu erwarten, wenn man den Aufschluss von Tagebauen außerhalb der heute aktiven Gebiete unterstellt.²

¹ Zu beachten sind die nicht einheitlichen Definitionen von Braunkohle bzw. Steinkohle in Deutschland, verglichen mit der international üblichen Unterteilung in Weichbraunkohlen und Hartkohlen. Der Begriff Braunkohle in Deutschland umfasst Weichbraunkohlen und Hartbraunkohlen. Die in Deutschland geförderten Kohlen zählen jedoch praktisch alle zu den Weichbraunkohlen [31].

² Die Interessenkonflikte von Industrie, Mensch und Natur bei Flächeninanspruchnahmen durch den Bergbau sind hierbei ein begrenzender Faktor. Diese zu bewerten gehört jedoch nicht zur Aufgabenstellung.

³ (D)DWT wird in dieser Arbeit auch als Überbegriff für die einzelnen Verfahrensvarianten (WTA,

Gemessen am deutschen Primärenergieverbrauch betrug der Anteil der Braunkohle 11,1 %. Davon wurden rund 91 % zur Stromerzeugung eingesetzt, entsprechend einem Anteil von 23,5 % an der deutschen Brutto-Stromerzeugung [17]. Auch weltweit wird Braunkohle überwiegend in der Verstromung vor Ort genutzt.

Die Förderkosten bewegen sich durch die großtechnische Tagebau-Gewinnung in der Spanne von 7-15 €/t [31]. Aufgrund des vergleichsweise geringen Heizwertes von grubenfeuchter Braunkohle (in Deutschland: ca. 8-11 MJ/kg) lohnt sich ein überregionaler Transport in der Regel nicht, so dass kein Weltmarkt für Braunkohle existiert. Aus diesem Grund gehen meist lediglich die Förderkosten (ggf. plus Marge) als kalkulatorische Größe in den Rohstoffpreis ein, wodurch Braunkohle – bezogen auf den Heizwert und verglichen mit anderen fossilen Energieträgern – ein attraktives Preisniveau aufweist.

Da bei den anderen wichtigen fossilen Brennstoffen (Erdöl, Erdgas sowie marktgetrieben auch Steinkohle) mit weiteren Preissteigerungen aufgrund erwarteter Kapazitätsengpässe gerechnet werden muss, erscheint der an den Förderkosten orientierte Preis der Braunkohle in Zukunft weiterhin günstig.

1.2 Auswirkungen des Klimaschutzes

Der Klimawandel als Folge der menschlichen Emissionen von klimawirksamen Gasen ist inzwischen weitgehend Konsens in Wissenschaft und Politik. Allen voran gilt Kohlenstoffdioxid (CO₂) aus der Verbrennung von fossilen Energieträgern als Hauptursache des Treibhauseffektes.

Die meistbeachteten Studien zum Klimaprozess sind sicherlich die des Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). Dieses legt in seinem Vierten Sachstandsbericht [101] nahe, die Reduktionen von CO₂ bis 2050 um bis zu 85 % gegenüber dem Jahr 2000 zu senken, um die mittlere globale Erderwärmung auf gerade noch erträgliche 2 °C zu begrenzen. Neuere Untersuchungen tendieren eher zu noch drastischeren und schnelleren Reduktionen.

Als direkt betriebswirtschaftlich kalkulierbares Instrument ist der europäische Emissionshandel zu nennen. Durch die Erhöhung der variablen Stromerzeugungskosten (Brennstoff + CO₂-Zertifikate) verstärken hohe CO₂-Preise die finanziellen Anreize zur allgemeinen Wirkungsgradsteigerung, aber auch zur Entwicklung der Technologien zur CO₂-Abscheidung in Kraftwerken (CCS – Carbon Capture and Storage).

CCS-Technologien verursachen einerseits erhöhte Investitionskosten, andererseits wird durch zusätzliche energieintensive Teilprozesse ein verfahrensabhängiger Wirkungsgrad-

verlust von sechs bis über zehn Prozentpunkten veranschlagt, bezogen auf zukünftige kommerzielle Großkraftwerke [32].

1.3 Dampfwirbelschicht-Trocknung als Baustein künftiger Kraftwerke

Ausgehend von heute verfügbaren 43-44 % Netto-Wirkungsgrad bei Braunkohlekraftwerken sollen rund 1-2 Prozentpunkte durch weitere Steigerung der Dampfparameter und Optimierung der Wärmeströme erreicht werden. Die Steigerung um weitere 4-5 Prozentpunkte ist in zukünftigen Kraftwerkskonzepten bereits fest eingeplant aufgrund der Umstellung der Kesselfeuerung auf Trockenbraunkohle (TBK), bei gleichzeitiger energetischer Nutzung des bei der kraftwerksinternen Trocknung entstehenden Dampfes aus dem Kohlewasser („Brüden“) (z.B. [52] [59] [69] [70]).

Die Trocknung von Braunkohle ist demnach nicht nur eine verfahrenstechnisch höchst sinnvolle Ergänzung im CCS-Kraftwerk zur Reduzierung des unerwünschten Wasseranteils im Rauchgas, welcher die CO₂-Abscheidung erschwert. Vielmehr kompensiert die zeitgleiche Integration der Trocknung zumindest teilweise den Wirkungsgradverlust der CCS-Technik und verhindert so ein Zurückfallen der Netto-Wirkungsgrade auf das Niveau von vor 25 Jahren.

Ein Vergleich verschiedener Trocknungstechnologien (ausführlich in Kap. 2.1 und 2.2) und der von der Industrie eingeschlagenen Entwicklungsrichtung zeigt, dass dieser notwendige Entwicklungssprung mit höchster Wahrscheinlichkeit durch Anwendung des Verfahrens der (Druckaufgeladenen) Dampfwirbelschicht-Trocknung ((D)DWT³) stattfinden wird.

Aufgrund der nunmehr 30 Jahre Forschung und Entwicklung am (D)DWT-Verfahren für Braunkohle, beginnend 1979 durch Potter in Australien [104], sind zwischenzeitlich ausreichend praktische Erkenntnisse mit Hilfe von über einem Dutzend Labor-, Technikums-, Pilot- und großtechnischen Versuchsanlagen gewonnen worden. In der Vergangenheit ist allerdings noch kein kommerzieller (D)DWT-TBK-Kraftwerksblock realisiert worden, was sicher auch an den bisher geringen finanziellen Anreizen liegt.

Die verfahrenstechnischen und energetischen Vorteile (siehe Kap. 2.2) einer ausgereiften (D)DWT rechtfertigen das Durchhaltevermögen der entwickelnden Industrieunternehmen.

³ (D)DWT wird in dieser Arbeit auch als Überbegriff für die einzelnen Verfahrensvarianten (WTA, (A)DWT, DDWT) benutzt.

Nicht zuletzt sind neben dem Braunkohlekraftwerk auch zahlreiche weitere Anwendungen zu nennen, in denen die Anwendung der (D)DWT einen signifikanten Beitrag zur Energieeinsparung leisten kann, beispielsweise

- die Veredlung von Braunkohle (5-10 % der Förderung in Deutschland)
- Trocknung von Steinkohle (Wirkungsgradpotential im Kraftwerk ca. 1 Prozentpunkt; Leistungssteigerung von Kokereien)
- Trocknung von Biomassen aller Art (erfolgt teilweise schon im DWT-Verfahren spezieller Bauarten, z.B. Zuckerindustrie)

Die vorliegende Arbeit möchte ihren Beitrag leisten, die theoretischen Grundlagen im Bereich der Wärmeübertragung allgemein in feinkörnigen Wirbelschichten zu erweitern und zur Effizienzsteigerung bei derartigen Wärmeübertragungsprozessen beizutragen. Als Hauptanwendung wird die (Druckaufgeladene) Dampfwirbelschicht-Trocknung betrachtet, wobei der Fokus auf der Trocknung von Lausitzer Braunkohle liegt.

1.4 Aufgabenstellung

Der Vergleich in Kap. 2.2 wird zeigen, dass es zu der Familie der (D)DWT-Verfahren keine kontinuierlich arbeitende Alternative mit ähnlich hohem Effizienz-Potential gibt. Auch der bereits erfolgte prinzipielle Nachweis der großtechnischen Machbarkeit an Einheiten bis zu 100 t/h Wasserverdampfungsleistung (WVL) spricht für diese Verfahrensgruppe.

Aus den Herausforderungen an zeitgemäße Kohlekraftwerke ergibt sich eine deutlich erhöhte Dringlichkeit der erfolgreichen Entwicklung des (D)DWT-Verfahrens. Dabei zeigt sich, dass neben den erforderlichen praktischen Erfahrungen im theoretischen Bereich erhebliche Wissenslücken bezüglich der individuellen Phänomene der Trocknung von Braunkohle in Dampfwirbelschichten existieren.

Insbesondere die Vorhersage des zu erwartenden Wärmeübergangs in einer Kohle-wirbelschicht mit horizontalen Wärmetauscher-Rohrbündeln ist von großen Unsicherheiten geprägt. Der Wärmeübergang in Wirbelschichten an sich war in den vergangenen Jahrzehnten eines der Hauptgebiete der Wirbelschichtforschung. Zahllose Veröffentlichungen mit theoretischen und empirischen Ansätzen zeugen davon.

Trotz dieser Vielzahl an wissenschaftlichen Arbeiten ist der Wärmetransport in der (D)DWT für Braunkohlen mit den aktuellen Modellen nur sehr ungenau zu ermitteln.

Die erreichte Wärmedurchgangszahl vom Heizrohr in die Wirbelschicht bestimmt die erforderliche Wärmeübertragungsfläche. Bei unverändertem Heizdampfdruck ermöglicht ein höherer k -Wert demnach die Einsparung von Heizfläche bzw. eine kompaktere Bauform des Trockners. Bei konstanter Wärmeübertragerfläche erlaubt ein höherer k -Wert im Umkehrschluss einen geringeren Anzapfdruck für den Heizdampf und somit eine etwas höhere System-Effizienz. Der Wärmedurchgang ist damit essentieller Bestandteil des Spannungsfeldes „Investitionskosten vs. Wirkungsgrad“.

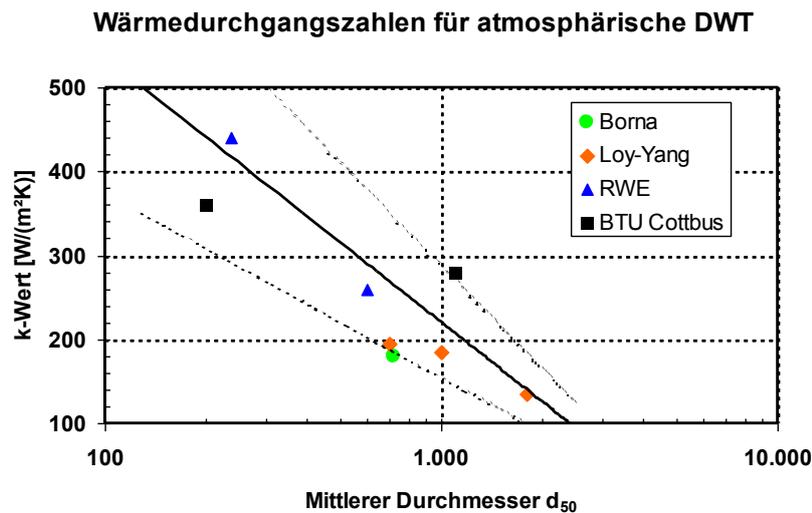


Abb. 1.2: Wärmedurchgangszahlen für atmosphärischen DWT-Betrieb [59] [115] [132]

Abb. 1.2 zeigt – bei sehr unterschiedlichen konstruktiven Gegebenheiten – erzielte k -Werte in Abhängigkeit vom d_{50} für Rheinische, Lausitzer und Australische Kohlen und (D)DWT-Anlagen, jeweils bei quasi-atmosphärischem Druck.

Gemäß Abb. 1.2 streuen die bei der DWT erreichten k -Werte um ca. $\pm 30\%$ um einen (unbekannten) Mittelwert. Im Extremfall sind bei der Übertragung von einer Anlage auf eine andere demnach Abweichungen von über 60% möglich. Diese hohen Unsicherheiten werden bislang durch aufwändige praktische Versuchsanlagen und durch „eingebaute“ Sicherheitspuffer, beispielsweise beim Auslegungs- k -Wert oder bei der treibenden Temperaturdifferenz bewältigt.

Ein Teil der in Kap. 2.3 aufgeführten Veröffentlichungen zum Wärmeübergangsverhalten steht zueinander im drastischen Widerspruch. Es existieren nur unzureichende, bei einigen Teil-Aspekten überhaupt keine verlässlichen Auslegungsgrundlagen für die Gestaltung von Trockner und Rohrbündel bzw. zu deren Auswirkungen auf den Wärmeübergang beim (D)DWT-Verfahren.

Die in den aufgeführten Arbeiten gewonnenen Erkenntnisse reichen speziell für den vorliegenden Anwendungsfall nicht aus und werden zum besseren Verständnis und zur Erhöhung der Vorhersagegüte von α_{ws} einerseits, sowie zur Erweiterung der verfahrenstechnischen Grundlagen der (D)DWT andererseits, vertieft untersucht.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Einflussfaktoren auf den Wärmetransport, insbesondere auf den Wärmeübergang in die Wirbelschicht zu benennen, theoretisch und experimentell zu quantifizieren und die Vorhersagegüte zu erhöhen. Demzufolge sind angepasste vertiefende, theoretische und experimentelle Untersuchungen der in Kap. 2.3.1 bis Kap. 2.3.8 angesprochenen Zusammenhänge notwendig und bilden den Schwerpunkt dieser Arbeit. Die zugrunde liegende Anwendung ist die Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung speziell von Lausitzer Braunkohlen.

Auf der experimentellen Seite werden Versuchsergebnisse aus atmosphärischem und druckaufgeladenem Betrieb mit vergleichenden Daten aus stickstoffbetriebenen Kaltmodellen gegenüber gestellt. Die Besonderheiten des Wärmeübergangs an Braunkohlen unter realen Prozessbedingungen werden herausgearbeitet, unter Berücksichtigung individueller Phänomene des (D)DWT-Verfahrens.

Dabei werden die stofflichen Eigenschaften der Kohle, die Charakteristik einer polydispersen Braunkohlewirbelschicht und die Vorgänge bei der Trocknung in einer Dampfatmosfera vertieft berücksichtigt und untersucht.⁴

Der Einfluss des verwendeten Rohrdurchmessers der Heizfläche wird über einen weiten Durchmesserbereich betrachtet. Die Besonderheiten der Wärmeübertragung mittels Rohrbündeln unterschiedlicher Geometrie werden untersucht und die erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten in Relation zum Einzelrohr dargestellt.

Es soll ein Wissensstand erarbeitet werden, der dazu beiträgt, die Auslegung künftiger großtechnischer Wärmetauscher in (D)DWT-Anlagen präziser und optimaler durchführen zu können, als dies bislang möglich ist. Die Ergebnisse sind jedoch nicht nur auf Kohlewirbelschichten, sondern großteils auch allgemein auf feinkörnige Gas-Feststoff-Wirbelschichtsysteme anwendbar.

⁴ Die verfahrenstechnischen Aspekte der (D)DWT sind vielfältig. Da der Wärmeübergang im Fokus dieser Arbeit steht, können andere Prozesse hier nicht ausführlich behandelt werden. Für einen ausführlichen Überblick inklusive der Teilaspekte Anlagentechnik, Betriebsverhalten und Regelungskonzept sowie mehrjähriger Betriebserfahrungen sei z.B. auf [50] [55] [63] [123] verwiesen.

2 Stand der Braunkohletrocknung und der Forschung zum Wärmeübergang

2.1 Einteilung und Beschreibung der Trocknungsverfahren

Unter dem Oberbegriff „Trocknung“ werden üblicherweise auch Entwässerungsverfahren gezählt, die streng genommen keine Trocknungsprozesse darstellen.

Entwässerung findet im Gegensatz zur Trocknung (überwiegend) in der flüssigen Phase ohne Verdampfung des Wassers statt. Mechanische Entwässerung kann z.B. durch Pressen, Filtern oder Zentrifugieren erfolgen, während bei der thermischen Entwässerung das Lösen des Wassers durch Aufwärmen des Trocknungsgutes erfolgt. Eine rein mechanische (kalte) Entwässerung ist aufgrund der kolloidalen Struktur der Braunkohle nicht effektiv anwendbar.

Bei den Trocknungsverfahren ist nach der Art der Wärmeübertragung zu unterscheiden. Kontakttrocknung bezeichnet den Wärmeübergang auf das Gut mittels Wärmetauscherflächen, während bei der Konvektionstrocknung das Trocknungsgut mit dem Heizmedium im direkten Kontakt steht. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die für Braunkohle industriell interessanten Verfahren:

Tabelle 2.1: Einteilung der Trocknungs- und Entwässerungsverfahren

Entwässerungsverfahren		Trocknungsverfahren	
Mechanische Entwässerung	Thermische Entwässerung	Kontakttrocknung	Konvektionstrocknung
(Pressen, Filtern, Zentrifugieren,...)	Fleißner-Verfahren	DWT, WTA, DDWT;	Mahl-trocknung
MTE		Röhrentrockner	

Im Folgenden sollen die relevanten Verfahren kurz erläutert werden, bevor in Kap. 2.2 ein Vergleich anhand der wichtigsten Parameter durchgeführt wird.

Alle hier vorgestellten Wirbelschichttrocknungsverfahren für Braunkohle arbeiten als Kontakttrocknung mit in der Wirbelschicht eingebauten Heizflächen, in denen Sattedampf kondensiert. Eine Beheizung (allein) mit überhitztem Dampf würde immense Baugrößen und Gasvolumenströme erfordern, die Effizienz schmälern und wäre wirtschaftlich nicht darstellbar.

2.1.1 Fleißner-Verfahren

Das Fleißner-Verfahren wurde in den 1920er Jahren in Österreich entwickelt, damals mit dem Ziel der weitgehenden Erhaltung der groben Stückigkeit für Hausbrandzwecke. Das diskontinuierliche Verfahren wird am besten im Verbund mehrerer Einheiten betrieben, um die entstehende Abwärme eines Teilschrittes in einer zeitversetzt arbeitenden Nachbareinheit nutzen zu können. Abb. 2.1 zeigt das Verfahren schematisch.

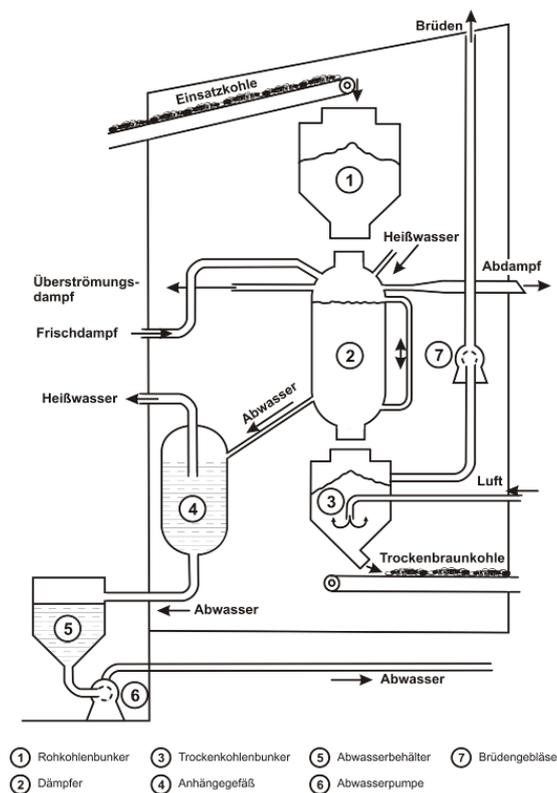


Abb. 2.1: Prinzipbild Fleißner-Verfahren (nach [37])

Verfahrensablauf:

- Füllen des Reaktors mit Rohbraunkohle
- Vorwärmung mit heißem Trocknungsabwasser aus Nachbartrockner
- Vorwärmung mit Entspannungsdampf aus Nachbartrockner
- Sattdampfbehandlung, ca. 15-30 bar (Haupt-Entwässerungsphase)
- Stufenweise Entspannung
- Entleerung in TBK-Behälter, Abkühlen und Nachtrocknen durch Luft

Die verwendeten Körnungen sind sehr groß (z.B. bis 150 mm), ein gesamter Zyklus kann ca. 3 h dauern [25].

Das Fleißner-Verfahren ist der Ursprung der thermischen Entwässerungsverfahren, spätere Optimierungen des Verfahrens haben auch kontinuierlich arbeitende Prozesse für

kleinere Körnungen mit leicht verringertem Wärmebedarf hervorgebracht (z.B. voestalpine-Verfahren) [37].

2.1.2 Mechanisch-Thermische-Entwässerung (MTE)

Die Vorteile der mechanischen und thermischen Entwässerungsverfahren, nämlich geringer Trenn- bzw. Energieaufwand, werden in der Kombination beider Verfahren für Braunkohle nutzbar. Als relativ neues Prinzip der Trocknung (genauer: Entwässerung) von Braunkohle wurde die MTE ab Mitte der 1990er Jahre an der Universität Dortmund entwickelt und intensiv erforscht. In Abb. 2.2 ist das diskontinuierliche Verfahrensprinzip dargestellt.

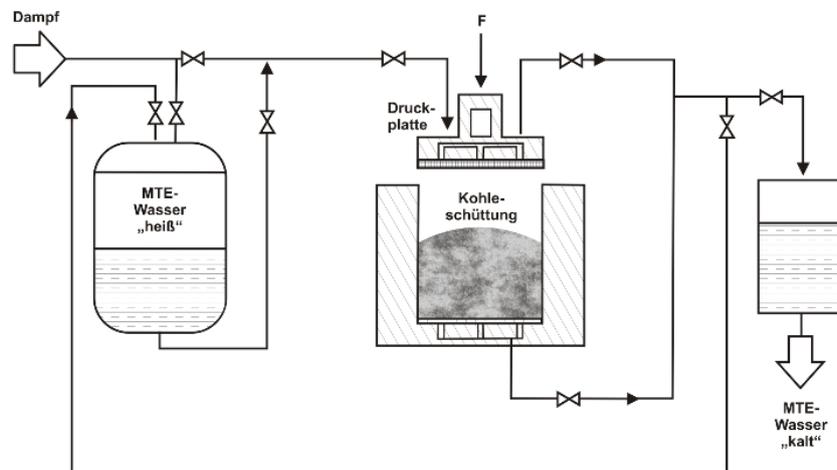


Abb. 2.2: Verfahrensprinzip Mechanisch-Thermische Entwässerung (MTE) (nach [7])

Verfahrensablauf:

- Vorwärmung der Kohleschüttung mittels Heißwasser aus vorheriger Charge, Abzug von kaltem Wasser
- Aufheizung mittels Bedampfung (bis 210 °C)
- Pressen der Schüttung, Abzug von Heißwasser für nächste Charge
- Entspannung mit Nachverdampfung

Abb. 2.3 zeigt den Verlauf des Wassergehaltes der zu entwässernden Kohle während des mit 10 min relativ kurzen Zyklus. Dabei wird auch der anfängliche Anstieg im Wassergehalt durch die Vorwärmung mit Heißwasser ersichtlich.

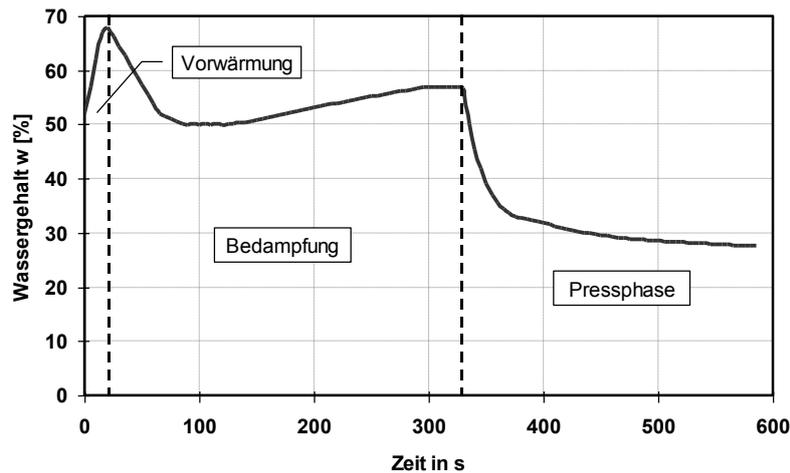


Abb. 2.3: Verlauf des Wassergehalts bei der MTE (nach [7])

Je nach Prozessparametern ist ein Endwassergehalt bis zu 24 % erreichbar [7]. Dies ist für viele Anwendungen zu hoch, so dass der große Vorteil des geringen Energieaufwandes durch das MTE-Verfahren häufig nicht genutzt wird. Die diskontinuierliche Betriebsweise erschwert ebenfalls den Einsatz der MTE.

Bei der RWE wurde das MTE-Verfahren im industriellen Pilotmaßstab (bis 10 t/h Entwässerungsleistung, [30]) einige Jahre erforscht, wobei sich das Verfahren offensichtlich nicht weiter durchsetzen konnte.

2.1.3 Röhrentrockner

Bereits im Jahr 1884 wurde der Röhrentrockner erfunden und über beinahe 100 Jahre kontinuierlich weiterentwickelt [62]. Röhrentrockner sind seit Jahrzehnten die am weitesten verbreiteten Apparate zur Trocknung von Braunkohle fernab eines Kraftwerkskessels. In der Veredlung als (bisherigem) Hauptanwendungsgebiet für externe Braunkohletrocknung, waren und sind in allen Revieren Deutschlands Röhrentrockner etabliert und durch intensive Forschungsarbeiten weitgehend optimiert.

Verfahrensablauf:

- Kontinuierliche Beschickung der umlaufenden Trockner-Rohre in drehender Trommel mit Rohfeinkohle (Körnung ca. 0-6 mm)
- Umlauf und Förderung der Kohle durch Drehung der geneigten Rohre
- Indirekte Beheizung der Trockner-Rohre durch Kondensation von in der Trommel strömendem Dampf
- Abzug des in den Trockner-Rohren entstehenden Brüden-Luft-Staub-Gemisches

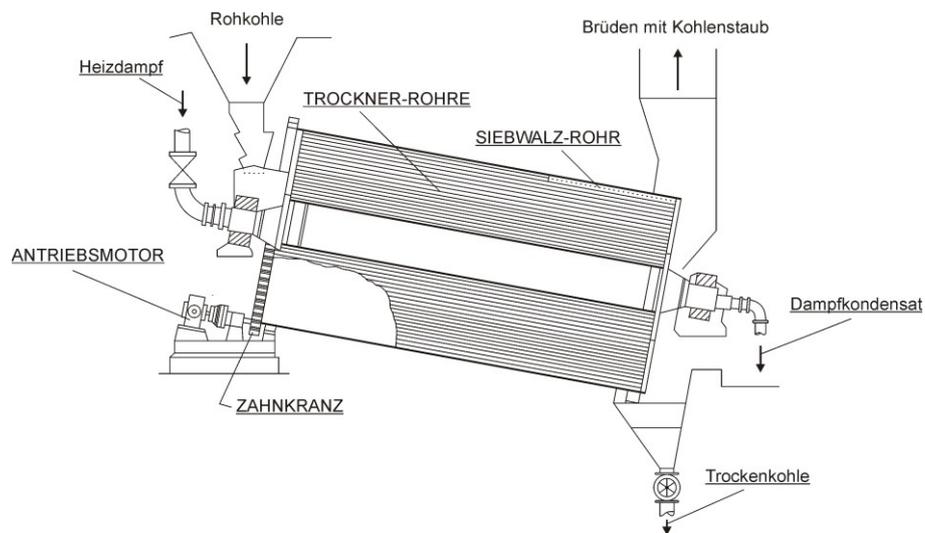


Abb. 2.4: Prinzipskizze eines Röhrentrockners (nach [36])

Bei Röhrentrocknern hat sich mittlerweile eine Standard-Baugröße heraus gebildet, die gleichzeitig als die größte sinnvoll beherrschbare Einheit gilt und folgende typische Daten aufweist [12]:

Heizfläche:	4.100 m²
Trockner-Rohre:	1.600 Rohre, ca. 100 mm Durchmesser
Maße:	5,6 m Durchmesser, Länge 8 m
Gewicht:	280 t
Wasserverdampfungsleistung:	ca. 25 t/h pro Trockner

Die Trockner-Rohre liegen eintragsseitig frei, d.h. es wird kein reiner Brüden sondern ein staubbeladenes Brüden-Luft-Gemisch mit etwa 50 % Luftanteil abgezogen. Der Taupunkt des Gemisches liegt bei 80 °C, verringert sich aber bei zunehmender Kondensation [12]. Dadurch ist eine sinnvolle energetische Nutzung der Brüdenwärme schwer möglich, in der Regel wird der Brüden ungenutzt über Dach abgeführt. U. a. deshalb ist der Röhrentrockner für eine energetisch vorteilhafte Einbindung in den Kraftwerksprozess nicht geeignet.

Die Vorteile liegen in der erprobten Technik, der Realisierbarkeit großer Einheiten, der kontinuierlichen Betriebsweise sowie der Verwendbarkeit von Niederdruckdampf, welcher energetisch günstig aus einem benachbarten Kraftwerk geliefert werden kann.

2.1.4 Mahltrocknung

Die Mahltrocknung ist ähnlich der Flugstromtrocknung und findet in einem kombinierten Mahl- und Trocknungsprozess statt. Die übliche Anwendung ist die Herstellung von Braunkohlenstaub für die Staubfeuerung im Kraftwerk. Abb. 2.5 zeigt dieses Schema.

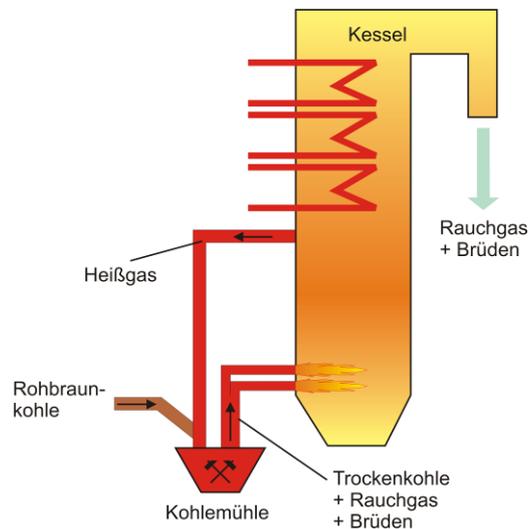


Abb. 2.5: Prinzip der Mahltrocknung als Mühlenstufe vor einem Kraftwerkskessel

Verfahrensablauf:

- Heiße Rauchgase mit 900-1.000 °C werden aus dem Kessel rückgesaugt
- Zugabe der Rohkohle vor der Mühle, Vortrocknung der Oberfläche
- Trocknung während Mahlung und Staubbförderung
- Brüden-Kohlenstaub-Rauchgas-Gemisch wird in Brenner eingeblasen

Die Temperatur des Gemisches nach Mühle beträgt ca. 120 °C, in der Mühle selbst herrschen Temperaturen < 250 °C [29]. Es werden ca. 20 % der Rauchgase durch die Mühlen geführt, der erreichte Wassergehalt beträgt ca. 15 % [108].

Auch bei diesem Verfahren ist eine Nutzung der Verdampfungsenthalpie der Brüden nicht möglich. Hinzu kommt die exergetisch ungünstige Verwendung der Rauchgase auf höchstem Temperaturniveau.

Dennoch ist das Verfahren seit Jahrzehnten etabliert und Stand der Technik auch in modernen Braunkohlekraftwerken. Mit 5-7 Kohlemühlen wird hier der komplette Brennstoffbedarf eines Kessels gedeckt (jeweils plus 1 Mühle für n-1 Redundanz).

2.1.5 Verfahrens-Varianten der Dampfwirbelschicht-Trocknung

2.1.5.1 (Atmosphärische) Dampfwirbelschicht-Trocknung (DWT, ADWT)

Die Entwicklung des DWT-Verfahrens für Braunkohle wurde um 1980 an zwei verschiedenen Orten begonnen: in Melbourne, Australien spätestens im Jahr 1979 [104] sowie ab ca. 1980 am ORGREB-Institut für Kraftwerke bzw. Institut für Energetik (IfE) in Dresden. Abb. 2.6 zeigt den Verfahrensablauf.

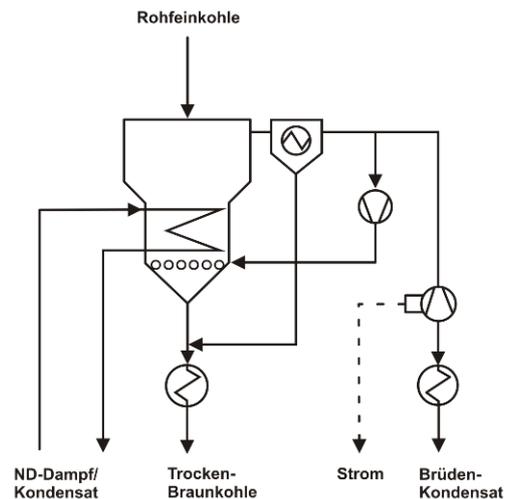


Abb. 2.6: Prinzip des DWT-Verfahrens (hier: mit Brudenturbine) (nach [115])

Verfahrensablauf:

- Beheizung des Trockners mittels Tauchheizflächen (meist horizontale Rohrbündel) und Niederdruckdampf (kondensierender Satttdampf)
- Trockner enthält Wirbelschicht mit konstanter Füllhöhe
- Kontinuierlicher Eintrag von RFK und Austrag von zu kühlender TBK
- Fluidisierung der Wirbelschicht über Brüden-Umlaufgebläse in reiner, leicht überhitzter Wasserdampf-Atmosphäre
- Entstaubung und Nutzung des Brüdens (z.B. in Speisewasservorwärmung, Brudenturbine) und des Heizdampfkondensats

Der Systemdruck beim DWT-Verfahren ist quasi-atmosphärisch mit geringem Überdruck gegen Luftfall (ca. 1,1-1,3 bar Absolutdruck). Die Wirbelschicht-temperaturen betragen ca. 110 °C. Idealerweise wird ein DWT-Trockner thermisch in ein Kraftwerk eingebunden, zur Versorgung mit Heizdampf und zur Nutzung der Abwärme von Heizdampfkondensat und Brüden.

Die Lurgi GmbH als Lizenznehmer des ostdeutschen DWT-Verfahrens [123] errichtete auf Basis der australischen Entwicklungen [115] eine Pilotanlage mit einer WVL von

25 t/h. Im Gegensatz zu den Verfahrenskonzepten stand bei der realisierten Pilotanlage in Loy Yang die Trocknung im Vordergrund, eine wirkungsgradsteigernde Schaltung wurde nicht realisiert. Es wurden allein bis 1996 in über 7.500 Betriebsstunden 250.000 t Kohle der Körnung 0-4 mm ($d_{50} = 0,7-0,8$ mm) von 62 % auf 12 % Wassergehalt getrocknet, bei Gesamt-Wärmedurchgangszahlen (k-Werten) von rund 200 W/(m²K) und relativ hohen Heizdampfparametern (5-10 bar).

An den DWT-Versuchsanlagen in Zeithain (ab 1982, WVL ca. 1 t/h) und Borna (ab 1986, WVL 8-10 t/h) wurden zahlreiche wertvolle Messergebnisse gewonnen und dokumentiert [123] [130]. Im Rahmen des Probetriebes wurden in Borna während 1.500 Stunden über 7.500 t Brikettierkohle produziert.

2.1.5.2 Wirbelschicht-Trocknung mit interner Abwärmenutzung (WTA)

Im Jahre 1986 wurde das von Rheinbraun entwickelte WTA-Verfahren patentiert und seitdem weiter verbessert [12].

Der Hauptunterschied zum DWT-Verfahren lag anfangs in der optimierten Abwärmenutzung:

- anfallender Brüden wird über einen mehrstufigen Verdichter auf ein deutlich höheres Temperaturniveau gebracht und als Heizdampf verwendet. Dadurch entfällt ein Großteil des externen Heizdampfbedarfs.
- das Heizdampfkondensat dient zur Vorwärmung der kalten Rohkohle

Abb. 2.7 verdeutlicht das Verfahren schematisch.

Verfahrensablauf:

- Grundprinzip wie DWT, aber:
- Nutzung des anfallenden Brüden als Heizdampf mittels Brüdenverdichter (BV)
- Nutzung des Heizkondensats zur Rohkohlevorwärmung

Wird das Abwärmekonzept vollständig umgesetzt, kann der WTA-Trockner energetisch optimal sowohl in einem Kraftwerk als auch in der Kohleveredlung eingesetzt werden, da die Dampf-/Kondensatführung relativ autark verläuft.

Der immense elektrische Eigenbedarf des Brüdenverdichters wird durch die energetischen Einsparungen aufgrund geringeren Heizdampfbedarfs in der Regel kompensiert.

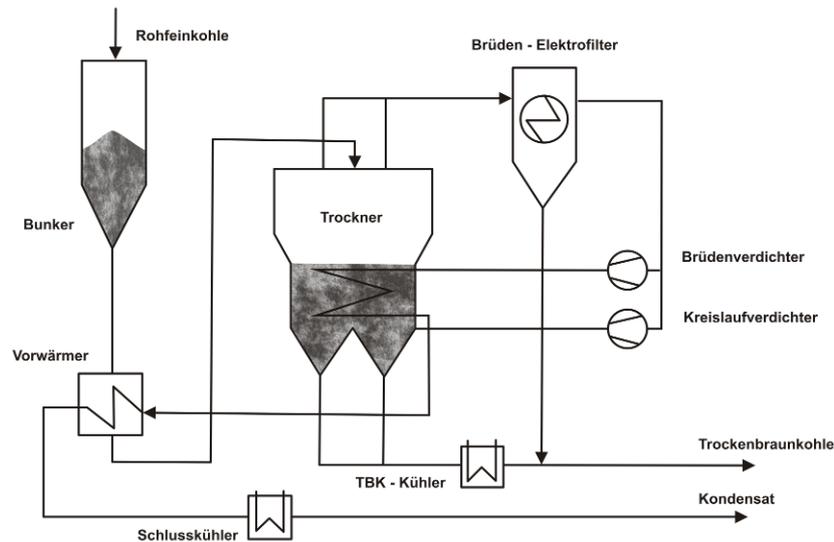


Abb. 2.7: Prinzip des WTA-Verfahrens von RWE (nach [60])

Apparativ ist das WTA-Verfahren aufwändiger als das DWT-Verfahren, vor allem durch den Brüdenverdichter und die großtechnisch schwierige Kohlevorwärmung.

Bisher hat RWE/Rheinbraun mehrere (Versuchs-)Anlagen nach dem WTA-Prinzip gebaut, wobei nicht immer alle typischen WTA-Merkmale zur Anwendung kamen:

- WTA-Demonstrationsanlage für 0-6 mm Grobkorn in Frechen, ab 1993, WV 24 t/h, > 20.000 h (Versuchs-)Betrieb von 1993-1999, mit Brüdenverdichter, teilweise mit RFK-Vorwärmung [56] [59]
- WTA Pilottrocknungsanlage (PTA) für 0-6 mm Grobkorn in Niederaußem, ab 2001, WV 80 t/h, Betrieb von 2001-2002, mit Brüdenverdichter, Scale-up Nachweis [20] [30] [35]
- WTA 2-Anlage zur Feinkorntrocknung 0-2 mm in Frechen, ab 2000, WV 13 t/h, ca. 6.500 h Versuchsbetrieb von 2000-2006, ohne Brüdenverdichter, ohne RFK-Vorwärmung [59] [60].

Diese Anlage vollzieht den sinnvollen Übergang von Grobkorn auf Feinkorntrocknung. Betriebsergebnisse und teilweise auch konstruktive Details sind ausführlich in [55] dargestellt.

- WTA 2-Prototypanlage zur Feinkorntrocknung 0-2 mm in Niederaußem, Inbetriebnahme Anfang 2009, WV 100 t/h; erste blockintegrierte Anlage, für Teilstrom-Trocknung von ca. 30 % RFK, ohne Brüdenverdichter und ohne Kohlevorwärmer [69] [133]. Die bisherigen Betriebsergebnisse lassen darauf schließen, dass Auslegungsleistung und Dauerbetrieb noch nicht erreicht werden konnten [58].

2.1.5.3 Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT)

Seit 2001 wird an der BTU in Cottbus an der Druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT) geforscht. Abb. 2.8 stellt das Prinzip der DDWT-Trocknung dar.

Das Verfahrenskonzept kombiniert die Ansätze aus dem DWT- und WTA-Verfahren, erweitert um die Druckaufladung, die sich positiv auf Wärmeübergang, und Strömungsmechanik bzw. Prozessführung auswirkt.

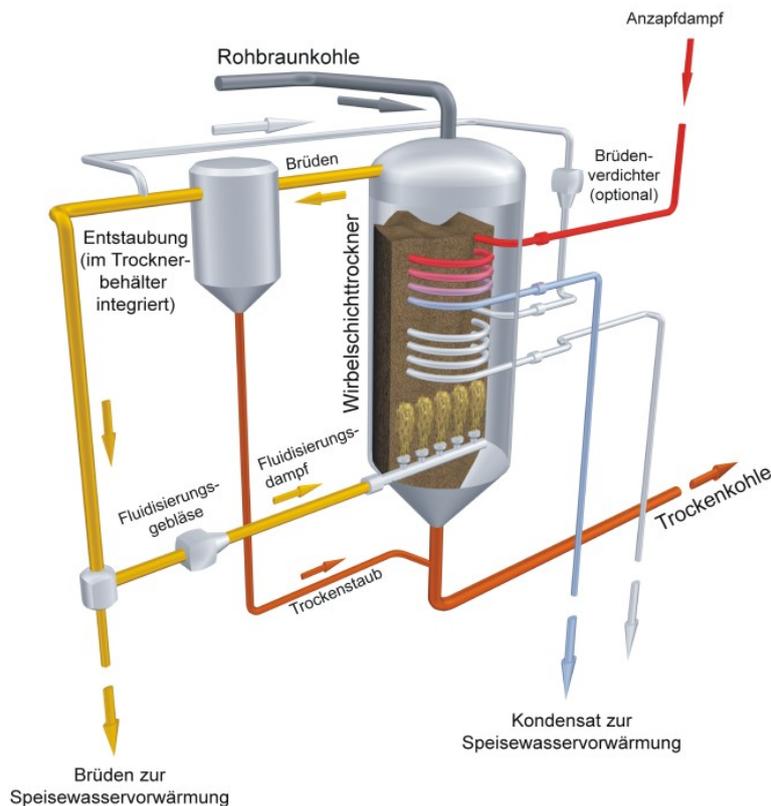


Abb. 2.8: DDWT-Verfahrensprinzip

Verfahrensablauf:

- Grundprinzip wie DWT/WTA, aber:
- Entstaubung erfolgreich mittels energiesparendem Gewebefilter ausgeführt
- Brüdenverdichtung als Option
- Trockner als Druckbehälter ausgeführt, Systemdruck bis 5 bar abs. sinnvoll

Die energetisch vorteilhafte Brüdenverdichtung ist eine Variante der DDWT. Der tatsächliche Anfall von Brüden bzw. Kondensat zur Speiswasservorwärmung nach Abb. 2.8 hängt von der Verwendung der Brüdenverdichtung ab.

Je nach Systemdruck stehen Brüdenwärme und Heizdampfkondensat auf einem höheren Temperaturniveau als bei der atmosphärischen Trocknung zur Verfügung. Dies erleichtert die weitere energetische Nutzung, etwa bei der Einkopplung in einen Kraftwerksblock.

Seit 2003 ist eine DDWT-Versuchsanlage im Technikum-Maßstab mit einer WVL von 0,25 t/h an der BTU Cottbus in Betrieb, seit Herbst 2008 eine größere Forschungsanlage der Vattenfall Europe Generation AG & Co. KG am Standort Schwarze Pumpe (WVL 5 t/h).

2.2 Vergleich der Verfahren anhand von Kennzahlen

In Tabelle 2.2 wird ein Vergleich der aufgeführten relevanten Verfahren gezogen. Die Werte basieren teils auf eigenen Berechnungen bzw. Bewertungen (*kursiv*), die anderen Werte stammen aus [7] [12] [29] [36] [57] [59] [61] [81] [91].

Der Vorteil der Entwässerungsverfahren liegt im geringeren Energieaufwand für den Kernprozess Wasserentfernung aufgrund des größtenteils flüssigen Abzuges.

Besonders die MTE zeichnet sich durch einen sehr geringen Energiebedarf aus. Die Diskontinuität, der apparative Aufwand mit mehrsträngigen Großpressen und der sehr hohe Endwassergehalt sprechen gegen das Verfahren, vor allem bezüglich der in der Veredlung und auch im Kraftwerksbereich angestrebten Wassergehalte. Interessant könnte das Verfahren dennoch als Vortrocknungsstufe für spätere Konzepte sein.

Ansonsten sind unter den Kriterien Endwassergehalt, großtechnische Realisierbarkeit und Energieaufwand alle Wirbelschichtverfahren gut bis sehr gut für Kraftwerksprozesse geeignet, die in dieser Arbeit im Vordergrund stehen. Bei Verwendung eines Brüdenverdichters sind die Verfahren auch für Veredlungszwecke sehr interessant, aufgrund der dann nicht notwendigen Wärmesenke für die Brüdenenthalpie.

Externer Energieaufwand meint immer die Zufuhr von Heizdampf in das Trocknersystem, bezogen auf 1 kg im Trockner entferntes Wasser. Falls entstehende Abwärme nutzbar ist, ist diese in Tabelle 2.2 bis zur nutzbaren Höhe aufgeführt (z.B. max. Wärmemenge im Niederdruckvorwärmer (NDV) des Blockes lt. Wärmeschaltbildberechnungen).

Es bleibt anzumerken, dass bei den (D)DWT-Verfahren ohne BV jeweils zusätzlicher nutzbarer Brüden von je nach Systemdruck 100-140 °C in der Größenordnung 0,8 -1,5 MJ/kg H₂O zur Verfügung steht, der bei entsprechenden Nutzungsmöglichkeiten den Vergleich zu deren Gunsten verändert.

Tabelle 2.2: Prinzipieller Vergleich der Trocknungs- und Entwässerungsverfahren; DWT- und WTA-Verfahren unterscheiden sich hier nur durch Verwendung der BV und im Heizdampfdruck, DDWT-Verfahren hier ohne BV; (Quellen: [7] [12] [29] [36] [57] [59] [61] [81] [91] sowie eigene Daten (*kursiv*))

	Fleißner	MTE	Röhren- trockner	Mahl- trocknung	DWT	WTA mit BV (ohne Kohlevorwärmung)	DDWT (2,5 bar)	DDWT (4,0 bar)
Kontinuität	disk.	disk.	kont.	kont.	kont.	kont.	kont.	kont.
Typ. Körnung [mm]	<150	0-30	0-6	0-1 (nachher)	0-6 (0-2)	0-6 / 0-2	0-2	0-2
Erreichbarer/typischer End-Wassergehalt [%]	20 / ?	24 / 24	10 / 19	12-18 / 14	< 5 / 12	< 5 / 12	< 5 / 12	< 5 / 12
Ext. Energieaufwand Beheizung [MJ/kg H ₂ O]	1,6-1,8	≥ 0,66	2,90-3,06	ca. 4,5	<i>ca. 3,7</i>	<i>ca. 0,58 Dampf</i> <i>ca. 0,4 Elektro</i>	<i>ca. 3,8</i>	<i>ca. 3,9</i>
Ext. Energieabfuhr [MJ/kg H ₂ O]								
Gesamt Kondensat	-	-	-	-	<i>0,73</i>	<i>0,76</i>	<i>0,84</i>	<i>0,92</i>
Gesamt Dampf					<i>2,64</i>	-	<i>2,65</i>	<i>2,65</i>
insg. im NDV mögl.					<i>1,82</i>	<i>0,63</i>	<i>2,37</i>	<i>2,75</i>
Saldo Energieaufwand Beheizung [MJ/kg H₂O] bei reiner NDV-Nutzung	1,6-1,8	≥ 0,66	2,90-3,06	ca. 4,5	<i>ca. 1,9</i>	<i>mit BV: ca. 0,78 (auf Dampf umgerechnet)</i> <i>ohne BV: wie DWT</i>	<i>ca. 1,4</i>	<i>ca. 1,2</i>
Heizdampfdruck [bar]	15-30	20	4- 5	-	4-8,5	4,2 / 2,9	<i>ca. 7,0</i>	<i>ca. 11,0</i>
Systemdruck [bar] u. -temperatur [°C]	max. 15-30 max. 235	max. 70 max. 210	1,0 90-100	1,0 120-250	ca. 1,1 ca. 110	ca. 1,1 ca. 110	<i>2,5</i> <i>ca. 137</i>	<i>4,0</i> <i>ca. 153</i>
Einzel-Baugröße WVL [t/h]	?	?	25	<i>50</i>	<i>100</i>	100 (ohne BV)	<i>35-100 (?)</i>	<i>35-100 (?)</i>
<i>Eignung für Veredlung</i>	-	-	+	-	-	+/++	<i>+/++ (mit BV)</i>	<i>-/+ (mit BV)</i>
<i>Eignung für Kraftwerk</i>	--	-	-	+	+/++	++	++	++

Beim Energie-Saldo (aufgewendete Energie minus rückgewonnene) schneidet die DDWT mit steigendem Systemdruck scheinbar besser ab. Die exergetische Betrachtung, die für den resultierenden Kraftwerkswirkungsgrad relevant ist, ist in diesen Kennzahlen jedoch nicht enthalten. Bei dieser Betrachtung sind mit übermäßig steigendem Trocknerdruck, verbunden mit immer höheren Heizedampfparametern, keine weiteren Vorteile mehr erzielbar.

Das WTA-Verfahren wurde im Vergleich in der Ausführung mit BV angenommen. Tatsächlich ist die aktuelle großtechnische Anlage jedoch ohne BV ausgeführt, so dass das Verfahrensprinzip – abgesehen von der Körnungsgröße – inzwischen der klassischen (A)DWT sehr nahe kommt.

Letztendlich hat in einer zu planenden Anlage die tatsächlich vorliegende Brüdenutzung (NDV, BV, Verstromung, Post-Combustion-CO₂-Desorber, Fernwärme, Prozesswärme) einen großen Einfluss auf den individuell sinnvollen Trocknerdruck.

2.3 Stand der Forschung zum Rohrbündel-Wärmeübergang in Wirbelschichten

Der Wärmeübergang von den Heizrohr-Einbauten in die Wirbelschicht ist das Nadelöhr des in (D)DWT-Verfahren erzielbaren Wärmedurchgangskoeffizienten (k-Wert). In den letzten Jahrzehnten wurden von dutzenden Forschern zahlreiche Korrelationen zur Berechnung von Nu_{ws} bzw. α_{ws} aufgestellt, oft jedoch mit sehr beschränkter Gültigkeit auf den jeweils empirisch untersuchten Anwendungsfall.

In zahlreichen Arbeiten wurden lokale Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion des Umfangswinkels am Heizrohr bestimmt (z.B. in [4] [23] [93] [95] [98] [99] [100] [110]). Die Ergebnisse sind durchaus phänomenologisch interessant, werden hier jedoch nicht weiter verfolgt. Der Wärmeübergang wird integral über den gesamten Rohrumfang betrachtet.

In ([93] [94] [98]) wurden auch vom Rundrohr abweichende Rohrquerschnitte (ovale, gerillte, Rippen- und Flossenrohre) untersucht, mit teilweise relevanten Steigerungen von α_{ws} . Aufgrund der deutlich höheren Fertigungskosten werden derartige Geometrien hier nicht betrachtet.

Für das (D)DWT-Verfahren (Kohlewirbelschicht mit atmosphärischem oder druckaufgeladenem Wasserdampf als Fluidisierungsgas) ist keine gesonderte Herleitung des Wärmeübergangskoeffizienten bekannt, so dass es sich empfiehlt, auf möglichst allgemeingültige Theorien zurückzugreifen, welche durch die formelmäßig

berücksichtigten Stoffdaten auch für das (D)DWT-Verfahren hinreichend exakte Werte liefern sollten.

Hierfür sind konkret die beiden sehr umfangreichen Modelle von Martin [79] und Dietz [26] zu nennen, welche nachweislich unter Variation von Korngröße, Einsatzstoff, Fludisierungsgas und Druck eine hohe Vorhersagegüte bewiesen haben. Gleichzeitig beschreiben die beiden Modelle α_{WS} nicht nur als $\alpha_{\text{WS,max}}$ sondern auch in ihrem Verlauf $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$. Die beiden Theorien werden detailliert in Kap. 3.3.4 vorgestellt.

Bereits an dieser Stelle muss auf Probleme und Grenzen der existierenden Theorien bezüglich ihrer Anwendbarkeit bei DWT-Prozessen hingewiesen werden, da zahlreiche verfahrensspezifische Merkmale nicht abgebildet sind. Im Einzelnen sind dies:

- Die Verdampfung von Wasser (gleichzeitiger, entgegengesetzter Wärme und Stoffübergang) wird von mehreren Autoren als zusätzliche Wärmesenke genannt.
- Die starke Polydispersität von Braunkohle erschwert die Ermittlung des geeigneten „mittleren“ Durchmessers für die Berechnung.
- α_{WS} ist stark vom Rohrdurchmesser abhängig, der bislang in den allgemein-relevanten Theorien nicht berücksichtigt wird.
- Durch die Verdampfung erfolgt über die Höhe eine Zunahme der Leerrohrgeschwindigkeit u_0 (Gasgeschwindigkeit auf gedachten freien Querschnitt bezogen). Auch die Porosität ε steigt mit der Höhe an. Rohrbündel-Einbauten führen zudem zu lokal unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Dadurch ist offen, ob die klassische Berechnungsweise $\alpha_{\text{WS}} = f(u - u_{\text{mf}})$ bzw. $\alpha_{\text{WS}} = f(\varepsilon)$ beispielsweise punktuell oder integral angewendet werden kann.
- Die hohen Geschwindigkeiten im oberen Teil des Trockners können zu teilweise, α_{WS} -relevantem Austrag der feinsten Fraktionen führen.
- Die Theorien gelten meist für ein Einzelrohr, mittig in der (Labor-)Wirbelschicht angeordnet, nicht jedoch für die Betriebsverhältnisse in einem den ganzen Querschnitt umfassenden Rohrbündel.
- Es erfolgt keine Unterscheidung in horizontale oder vertikale Rohranordnung.
- Bei (horizontalen) Rohrbündeln wirkt sich zusätzlich die Rohranordnung aus (Abstände horizontal/vertikal, fluchtend, versetzt, gekreuzt).
- Die Beheizung der Nachbarrohre kann α_{WS} (am Messort) zusätzlich negativ beeinflussen (verglichen mit der Variante unbeheizte Nachbarrohre).

- Die im Rohrbündel höhere Zwischenraumgeschwindigkeit könnte den lokalen Staubaustrag im Bündel verstärken.
- Der Gasverteiler, die Höhe über dem Gasverteiler und das Rohrbündel selbst beeinflussen die Zweiphasen-Strömung aus Wirbelbett und Blasen und damit ursächlich auch den Wärmeübergang α_{ws} .
- Der Einfluss einiger der genannten Faktoren auf die Einzelmechanismen – partikelkonvektiver und gaskonvektiver Anteil am Wärmeübergang (Erläuterung siehe Kap. 3.3.4) – ist unklar.

Diese zusätzlichen, von den genannten Theorien nicht ausführlich erfassten Einflussgrößen und Effekte wurden teilweise in früheren Arbeiten bemerkt, teilweise auch systematisch im Hinblick auf den Wärmeübergang untersucht. Gerade im Hinblick auf das Ziel der – nach noch näher zu definierenden Kriterien – optimierten Rohrbündelgeometrie sind eher mehr Fragen offen als abschließende Antworten gefunden. Es folgt eine relevante Literaturliste zu diesen Aspekten.

2.3.1 Spezifische Wärmekapazität - Verdampfung als zusätzliche Wärmesenke

In der Literatur ist der Einfluss der spezifischen Wärmekapazität c_p (mit Index P für Partikel) auf α_{ws} lange bekannt. Bei Trocknungsverfahren ergibt sich durch die im Vergleich zum Feststoff höhere Wärmekapazität des enthaltenen Wassers eine Abhängigkeit vom Wassergehalt bzw. der Verweilzeit der Partikel: $c_p = f(w, \tau)$. Allein das Vorhandensein von Wasser im Korn führt also bereits zu höheren c_p - und damit α_{ws} -Werten.

Dieser Zusammenhang ist bisher für Kohle kaum untersucht worden. In [4] geben Baskakov et al. ein Steigerungspotential von α_{ws} für feinkörnige Aktivkohle-Wirbelschichten von 190 auf 240 W/(m²K) an (rund 26 %), realisiert durch Erhöhung des Wassergehaltes von null auf 13 %.⁵

Ein zusätzlicher Effekt beim (D)DWT-Verfahren resultiert angeblich aus der Verdampfung an der Kornoberfläche als zusätzlicher Wärmesenke. Bei feuchten Partikeln ergibt sich zumindest theoretisch eine größere scheinbare Wärmekapazität c_p^* , verursacht durch die Verdampfungsenthalpie des Wassers und durch die während des

⁵ An dieser Stelle bleibt offen, ob sich der beschriebene Effekt allein aus der Erhöhung von c_p oder teilweise auch aus der durch das Wasser deutlich verbesserten Wärmeleitfähigkeit der Aktivkohle ergibt. Der teilweise als relevant beschriebene Einfluss sehr niedriger λ_p auf α_{ws} ist jedoch umstritten.

Heizflächenkontaktes gleichbleibend hohe (oder zumindest langsamer sinkende) treibende Temperaturdifferenz, aufgrund theoretisch isothermer Verdampfung der Oberflächenfeuchte bzw. Temperaturanstieg-begrenzender Wirkung des Kapillarwassers. Schlünder [114] weist bereits 1980 darauf hin, dass auch bei Anwendung des zu dieser Zeit bereits bekannten Berechnungsverfahrens für α_{ws} nach Martin [79] bei Vorliegen einer oberflächennahen idealen Wärmesenke (Isothermie) c_p gegen unendlich tendiert. Vollständig isotherme Verdampfung würde aber bedeuten, dass $c_p \rightarrow \infty$ für alle $w > 0$, also während des gesamten (D)DWT-Prozesses, was nachweislich nicht der Fall ist. Auch Groenewold [46] weist darauf hin, dass Martins Theorie nur für trockene Güter anzuwenden ist, und wertet einige weitere Literaturstellen aus. Der (theoretischen) Erhöhung durch die latente Wärmesenke stehen demnach auch der gegenläufige Effekt durch die Anwesenheit von Flüssigkeit gegenüber, nämlich die Agglomeration von Partikeln, welche sich negativ auf α_{ws} auswirkt.

Klutz [55] berücksichtigt die Wärmesenke vereinfacht, indem er der üblichen Berechnung von c_p durch Addition von Feststoff- und Wasser-Wärmekapazität einen Term für die Wärmesenke der Verdampfungsenthalpie gemäß Gl. (2.1) hinzufügt:

$$c_p^* = c_{\text{Feststoff}} + c_{\text{Wasser}}x - r \frac{dx}{dT} \quad (2.1)$$

Das negative Vorzeichen ergibt sich aus der ebenfalls negativen Richtung der Wassergehaltsänderung über der Temperaturänderung zur Gleichgewichtsfeuchte. Klutz lässt dabei aber offen, in welcher Höhe konkret der Term $\frac{dx}{dT}$ anzusetzen ist. Der neue Wert der Wärmekapazität liegt dadurch erheblich höher, lt. Klutz führt dies bei Feinkorn zu einer Steigerung von α_{ws} um knapp ein Drittel unter Anwendung der Theorie nach Martin [79]. Dadurch wurde zwar scheinbar auf den verfahrensspezifischen Einfluss der Wärmekapazität eingegangen, die Umsetzung erscheint jedoch unscharf und kann mangels vergleichender Messdaten so nicht ungeprüft übernommen werden.

2.3.2 Geschwindigkeitsprofil im Trockner

Durch die kontinuierliche Wasserverdampfung steigt die Leerrohrgeschwindigkeit im Trockner stark an, abhängig von der WV, vom Systemdruck und ggf. der Trocknergeometrie. In [55] wurde eindrucksvoll nachgewiesen, dass eine gedanklich naheliegende Neutralisierung dieses Effekts durch konisch erweiterte Trocknerquerschnitte zu einem inakzeptablen Abfall von α_{ws} führt. Eine Querschnitts-

erweiterung kommt somit nur oberhalb der Wirbelschicht zur Austragsbegrenzung der feinsten Fraktionen in Frage. Der Geschwindigkeitszuwachs in der Wirbelschicht muss aus heutiger Sicht akzeptiert werden und spielt damit eine entscheidende Rolle bei der Auslegung des Arbeitsbereiches eines (D)DWT-Prozesses.

Als zusätzlicher Effekt ist bei dichten Rohrbündeln die lokal erhöhte Zwischenrohrgeschwindigkeit zu nennen, die je nach Rohrteilung und -durchmesser ein Vielfaches der Leerrohrgeschwindigkeit betragen kann.

2.3.3 Auswirkungen der Polydispersität von Braunkohle

Bei Vorliegen stark polydisperser Mischungen stellt sich die Frage nach dem geeigneten „mittleren“ Durchmesser zu deren Charakterisierung und für weiterführende Berechnungen. Eine allgemeingültige Antwort oder ein speziell für gemahlene Kohle empfohlener Durchmesser existieren in der Literatur nicht. Bei polydispersen Wirbelgütern wird überwiegend der Sauterdurchmesser verwendet.

Bezüglich der zu erwartenden Austragserscheinungen der feinsten Fraktionen schreibt Klutz [55], dass im Bereich enger Rohrteilungen t ($t < 2$) der Staubaustrag mit abnehmender Teilung immer größere Partikeldurchmesser betrifft. Einen Zusammenhang zwischen Rohrteilung und ausgetragenen Massenstrom (bei gleicher Leerrohrgeschwindigkeit) beschreibt Klutz nicht. Da der Austrag von Teilfraktionen zwangsläufig das Wärmeübertragungsverhalten beeinflusst, sollten Austragserscheinungen hier mit betrachtet werden.

Zur Thematik Wärmeübergang weisen Andeen und Glicksman [1] (entnommen aus [111]) durch Mischung von Partikeln mit 360 bzw. 710 μm im Verhältnis 50:50 nach, dass zum Erreichen von Wärmeübergangseigenschaften eines monodispersen Durchmessers eine Beimischung dieser Körnung innerhalb einer breiten Korngrößenverteilung ausreichend ist. Für die den partikelkonvektiven Wärmeübergang intensivierenden Fraktionen $< 100 \mu\text{m}$ liefern sie keine Aussagen.

Lt. Botterill und Hawkes [14] erhöht sich der Wärmeübergang von 570 μm Sandpartikeln um rund 50 %, wenn 15 % Feinkorn mit 95 μm zugegeben werden. Bereits 3 % Zugabe führen zu über 10 % Steigerung. Hier zeigt sich deutlich der Nutzen der Anwesenheit wenigstens einer Teilfraktion $< 100 \mu\text{m}$.

2.3.4 Einfluss des Rohrdurchmessers

Botterill et al. [15] berichten anhand von Messungen mit eingetauchten Metallkugeln verschiedener Durchmesser und einem horizontalen Einzelrohr, dass α_{ws} mit fallendem

Kugel- bzw. Rohrdurchmesser steigt. Allerdings weisen sie nach, dass Kugeln nicht nur ein deutlich höheres $\alpha_{WS,max}$ aufweisen als durchmessergleiche Rohre, sondern auch einem stark abweichenden Verlauf $\alpha_{WS} = f(u - u_{mf})$ unterliegen. Somit sind Rückschlüsse von Kugeldurchmessern auf Rohrdurchmesser d_R nicht sinnvoll.

Gel'perin et al. [41] schlussfolgern sogar, dass für $d_R \geq 20$ mm kein Einfluss durch einen steigenden Rohrdurchmesser auf α_{WS} gegeben ist. Dies steht im Widerspruch zu den Arbeiten anderer Autoren, siehe Tabelle 2.3. Die angegebenen Gleichungen sind dabei jeweils die d_R enthaltenden Terme einer umfassenderen Beziehung zum Wärmeübergangskoeffizienten bzw. zur Nusselt-Zahl.

Tabelle 2.3: Abhängigkeit α_{WS} vom Rohrdurchmesser lt. verschiedenen Autoren

Autor(en)	Einfluss d_R auf α_{WS}	Untersuchungsbereich
Grewal und Saxena, [44] [45]	$\alpha_{WS,max} = f\left(\frac{d_{12,7mm}}{d_R}\right)^{0,21}$ $\alpha_{WS} = f(d_R)^{-0,674}$	$12,7 \leq d_R \leq 28,6$ mm
Vreedenberg, [124]	$\alpha_{WS} = f(d_R)^{-0,56 \text{ bzw. } -0,7}$	
Andeen und Glicksman, [1] entnommen aus [15]	$\alpha_{WS} = f(d_R)^{-1,0}$	
Petrie et al., [103]	$\alpha_{WS} = f(d_R)^{-1/3}$	
Chekansky et al. [22], entnommen aus [44]	$\alpha_{WS,max} = f\left(\frac{d_{20mm}}{d_R}\right)^{0,12}$	$d_R = 50$ bzw. 102 mm

In [93] werden darüber hinaus Hinweise darauf gegeben, dass die optimale Leerrohrgeschwindigkeit u_{opt} , bei welcher $\alpha_{WS,max}$ auftritt, mit steigendem Rohrdurchmesser zunimmt.

2.3.5 Einfluss des Gasverteilers

Die Gestaltung des Gasverteilers ist im (D)DWT-Verfahren eingeschränkt, da der Prozess aus Gründen der Betriebssicherheit einen unteren Austrag und damit einen durchlässigen Gasverteilerboden erfordert. Somit kommen nur relativ grob strukturierte Glocken auf Verteilerrohren mit ausreichendem Abstand oder ähnliche Konstruktionen in Frage.

Allgemein werden u. a. in [39] [45] [126] Hinweise auf einen deutlich messbaren Einfluss des Gasverteilers auf α_{WS} bzw. auf das hierfür maßgebliche Blasenverhalten in

Wirbelschichten ohne Rohrbündel gegeben. In [126] berichtet Werther jedoch auch, dass dicht über dem Gasverteiler dessen Einfluss am größten ist.

Durch horizontale Rohrbündel als Einbauten werden je nach Bündelgeometrie Blasendurchmesser und -geschwindigkeit limitiert [116] und damit implizit der Einfluss des Gasvertailers im Bündel minimiert.

Dahlhoff und Brachel [23] haben mit horizontalen Rohrbündeln und Geweben als Anströmboden den Zusammenhang $Nu = f(\Delta p_{\text{Gasverteiler}} / \Delta p_{\text{WS}})$ im Bereich 2 bis 100 % untersucht. Es wurde ein Maximum im Bereich 33-45 % gefunden und 0,3 als Mindest-Druckverhältnis empfohlen.

Gel'perin et al. [40] berichten, dass α_{WS} mit zunehmender Höhe über dem Gasverteiler bis zum Erreichen der Splashzone zunimmt, im konkreten Versuchsaufbau in 40 cm Höhe um rund 15 % verglichen mit der Lage 3 cm über Gasverteiler ($d_R = 20$ mm). Dies erlaubt jedoch nur geringe Rückschlüsse auf großtechnische Anlagen, zumal das Rohrbündel dabei nur aus einer Ebene bestand.

Bock [9] berichtet von einer deutlichen Verbesserung des Wärmeübergangs bei Verwendung einer porösen Platte als Gasverteiler, verglichen mit einem 19-Loch-Düsenboden bei 1 m WS-Durchmesser. Seine Messungen erfolgten jedoch mit vertikalen Rohrbündeln, so dass hier, wie auch im Rest der bekannten Literatur der blasenteilende, homogenisierende Einfluss eines Horizontalbündels außer Acht bleibt.

2.3.6 Einfluss und Gestaltung der Rohrbündelgeometrie

Saxena et al. [111] halten pauschal fest, dass im Vergleich zum Einzelrohr in einem Rohrbündel zwangsläufig niedrigere α_{WS} gemessen werden.

Gel'perin [40] berichtet von einem starken Einfluss der horizontalen Rohrteilung t_h auf α_{WS} . Für $2 < t_h < 9,5$ wurden $\alpha_{\text{WS,max}}$ -Werte zwischen 390 W/(m²K) am Einzelrohr und 290 W/(m²K) bei $t_h = 2$ gemessen ($d_R = 20$ mm), bei weitgehend linearer Abnahme mit t_h . Demgegenüber wird der Einfluss der vertikalen Rohrteilung beim fluchtenden Bündel als sehr gering eingeschätzt.

Dies wird indirekt durch Hilligardt und Werther bestätigt, die nicht den Wärmeübergang, sondern in Form der Strömungsmechanik dessen Ursache untersucht haben. Insbesondere t_h begrenzt nach [47] die Blasengröße und -aufstiegsgeschwindigkeit.

In [23] wird ab einer Horizontalteilung $t_h < 3$ bei $d_R = 20$ mm von temporären Feststoffbrücken berichtet, welche α_{WS} jedoch bis zum Rohrabstand von 20 mm nicht negativ beeinflussen (Quarzsand, $d_p \approx 0,6$ mm). In einer empirischen Korrelation dimensionsloser Kennzahlen geht die Rohrteilung $2 < t < 6$ nur mit dem Exponenten 0,08 ein.

Grewal und Saxena vergleichen in [44] Messwerte und Korrelationen anderer Autoren, welche den Einfluss der Rohrteilung berücksichtigen, mit eigenen Werten und mit einer verbesserten Gleichung. Zu unterscheiden ist dabei zwischen fluchtender und versetzter Anordnung, beschrieben jeweils durch t_h und t_v . Ein häufiger Sonderfall ist die Anordnung auf gleichseitigen Dreiecken, wobei t_Δ die Teilung von Rohrachse zu Rohrachse in jede Richtung beschreibt.

Tabelle 2.4: Abhängigkeit α_{WS} von Rohrteilung und -anordnung lt. verschiedenen Autoren (der das Rohrbündel betreffende Term ist farbig markiert)

1	Gel'perin et al. [40]	$Nu_{WS,max} = 0.79 Ar^{0,22} (1 - t_h^{-0,25})$	fluchtend, $d_R = 20$ mm Quarzsand, $\bar{d}_P = 160-350$ μ m $215 \leq Ar \leq 2.200$ $1,5 \leq t_h \leq 10$
2	Tamarin et al. [121], entnommen aus [44]	$Nu_{WS,max} = 0.146 (Ar \cdot \arctan(t_\Delta))^{1/3}$	Dreiecksanordnung, $d_R = 30$ mm, $\bar{d}_P = 2-3$ mm $4 \cdot 10^4 \leq Ar \leq 3 \cdot 10^6$ $2 \leq t_\Delta \leq 3,3$
3	Gel'perin et al. [41]	$Nu_{WS,max} = 0.74 Ar^{0,22} \cdot \left[1 - \frac{d_R}{s_h} \left(1 + \frac{d_R}{s_v + d_R} \right) \right]^{0,25}$	versetzt, $d_R = 20$ mm Quarzsand, $\bar{d}_P = 160-350$ μ m $200 \leq Ar \leq 2.400$ $2 \leq t_h \leq 9, 1 \leq t_v \leq 10$
4	Chekansky et al. [22], entnommen aus [44]	$\alpha_{WS,max} = 28,2 \rho_P^{0,2} \lambda_G^{0,6} d_P^{0,36} \cdot \left(\frac{s_{min}}{d_P} \right)^{0,04} \left(\frac{d_{20mm}}{d_R} \right)^{0,12}$	versetzt, $d_R = 50$ u. 102 mm Korund und Quarzsand, $\bar{d}_P = 220-440$ μ m $16 \leq s_{min}/d_P \leq 63$
5	Grewal u. Saxena [44]	$Nu_{WS,max} = 0.9 \left(Ar \frac{d_{12,7mm}}{d_R} \right)^{0,21} \cdot \left(\frac{c_P}{c_G} \right)^{0,2} (1 - 0,21 \cdot t_\Delta^{-1,75})$	Dreiecksanordnung, $d_R = 12,7$ u. $28,6$ mm Sand u. Aluminiumoxid, $\bar{d}_P = 167-504$ μ m $75 \leq Ar \leq 2 \cdot 10^4$ $1,75 \leq t_\Delta \leq 9$
6	Natusch et al. [93]	$\alpha_{WS,max} = \alpha_{Einzelrohr} \left(1 - \frac{1}{t} \right)^{0,25}$ $\alpha_{WS,max} = \alpha_{Einzelrohr}$	fluchtend u. versetzt, $t = t_h = t_v$ gekreuzte Anordnung

Tabelle 2.4 zeigt die Gleichungen in Zeile 1 bis 5, wobei Zeile 5 nach [44] die für Dreiecksteilung am besten geeignete Korrelation enthält.

Der Gültigkeitsbereich der Korrelationen wird häufig durch die Archimedeszahl Ar definiert:

$$Ar = \frac{g \cdot d_p^3 \cdot (\rho_p - \rho_f) \cdot \rho_f}{\eta_f^2} \quad (2.2)$$

Problematisch beim Erkenntnistransfer vom Einzelrohr auf Rohrbündel ist die Tatsache, dass meist mittig in der Wirbelschicht verifizierte Korrelationen nicht auf den ganzen Querschnitt übertragbar sind. Das bekanntlich zum Rand hin abfallende α_{ws} (vgl. z.B. [9]) wird von den Strömungsparametern hauptsächlich durch die Blasenfrequenz bestimmt, wie Bock und Molerus [10] nachweisen konnten. Inwieweit dichte Rohrbündel hier über den Querschnitt homogenere Verhältnisse verursachen, ist im Detail wenig untersucht.

Rohrbündel-Untersuchungen von Klutz [55] ergaben, dass bei Rohrbündeln engerer Teilung, wie sie beim (D)DWT-Verfahren relevant sind, eine starke α_{ws} -Abhängigkeit von u_0 auftreten kann, so dass bei unterschiedlichen Leerrohrgeschwindigkeiten unterschiedliche Rohrteilungen einen maximalen Wärmeübergang aufweisen können.

Die Untersuchungen von Lese und Kermode [71] [72], grafisch dargestellt in [111], veranschaulichen beispielhaft die mögliche Verwirrung durch die in der Literatur dominierende Klassifizierung ausschließlich anhand der Rohrteilung t . Dort weisen in einem $\alpha_{ws} = f(t)$ -Diagramm 60 mm Rohrdurchmesser höhere α_{ws} -Werte auf als 35 mm Rohre, vermutlich weil beim 60 mm Bündel bei gleich enger Teilung t viel größere Zwischenräume verbleiben.

In [95] werden 43 Partikeldurchmesser als Mindestabstand zwischen den Rohren angegeben, ohne weitere Aussagen auf die Beeinflussung von α_{ws} . Bei der vorliegenden Anwendung der Feinkorntrocknung wären das je nach Durchmesserangabe lediglich 3-8 mm Rohrabstand. Diese Aussage wird von den selben Autoren in [96] auf 25 Korndurchmesser präzisiert, unterhalb derer ein „nennenswertes“ Absinken von α_{ws} erst eintritt. Schließlich einigen sich die Autoren in [93] auf 30-40 Korndurchmesser.

In [94] wird für $d_R = 25$ mm bei $0,6 \text{ mm} < d_p < 0,8 \text{ mm}$ ersichtlich, dass eine Rohrteilung bis $3 < t < 6$ nur bei niedrigen Geschwindigkeiten spürbar niedrigere α_{ws} -Werte verursacht, während bei $u \geq 3,5 u_{mf}$ erst Teilungen unter 2 zu erheblich reduzierten α_{ws}

führen (20 % Reduktion bei $t=1,5$). Leider fehlt auch bei dieser Rohrbündeluntersuchung die Variation von Rohrdurchmesser und Korngröße.

Ähnlich wie α_{ws} vom Einzelrohr zum Rohrbündel abfällt, weist Noack in [98] nach, dass ein zentrales, nur einen Teilquerschnitt der Wirbelschicht bedeckendes Bündel mit $d_R = 25$ mm und $t = 1,5$ noch einen bis zu 15 % höheren Wärmeübergang als das Vollquerschnittsbündel bringt. Einzelrohr, Teil- und Vollbündel zeigen $\alpha_{ws,max}$ erstaunlicherweise jeweils bei gleicher Leerrohrgeschwindigkeit, obwohl sich insbesondere im dicht gepackten Vollbündel (freier Rohrabstand nur 12,5 mm) deutlich höhere Geschwindigkeiten einstellen.

Die versetzte Anordnung ist in der untersuchten Literatur die Vorzugsvariante für optimalen Wärmeübergang gegenüber der fluchtenden Rohrbündelgestaltung. Klutz [55] stützt sich dabei auf Aussagen aus [11] und [47] und untersucht in eigenen Messungen ausschließlich versetzte Anordnungen, darunter zwei beinahe gleichseitige Dreiecksanordnungen. In [85] werden bei gleichen Rohrteilungen etwas höhere Werte für $\alpha_{ws,max}$ bei versetzter Anordnung gemessen als bei fluchtender.

In [95] wird ergänzend auch die gekreuzte, also 90° versetzte Anordnung der einzelnen horizontalen Ebenen paralleler Rohre untersucht. Während wiederum für $d_R = 25$ mm, $0,6 \text{ mm} < d_p < 0,8 \text{ mm}$ und $t = 1,5$ die Vorteile der versetzten Anordnung gegenüber der fluchtenden bestätigt werden (ca. + 10 %), liegen die Werte bei gekreuzter Anordnung für $u < 4 u_{mf}$ noch einmal 10-15 % höher und beinahe auf Einzelrohrniveau. In [93] werden die Vorteile der gekreuzten Anordnung durch bis zu 30 % höhere α_{ws} -Werte von denselben Autoren bestätigt. Auffällig ist in diesem Zusammenhang die Darstellung von Neukirchen [97], welcher als Co-Autor an [93] bzw. [94] beteiligt war, nach der sowohl Teilung als auch Rohranordnung keinen oder verschwindend geringen Einfluss auf den erzielbaren Wärmeübergang haben.

Ein großes Problem beim Vergleich experimenteller Untersuchungen in der Form $\alpha_{ws} = f(t)$ sind die unterschiedlichen Versuchsbedingungen (z.B. WS-Durchmesser, Höhe, Gasverteiler, Gasart, Feststoff), insbesondere die Partikeldurchmesser, die meist im Bereich $150 \mu\text{m} < d_p < 1 \text{ mm}$ liegen und damit

- a) im Übergangsbereich von partikel- und gaskonvektivem Mechanismus, also ohne eindeutige Trennung der beteiligten Einzelmechanismen und
- b) weit entfernt von der hier betrachteten Kohlekörnung (Feinkorn, $d_{32} < 100 \mu\text{m}$).

2.3.7 Auswirkung der Beheizung der Nachbarrohre

In [40] wird bei $d_R = 20$ mm, fluchtender Anordnung und $t_h = t_v = 2$ von einem deutlich messbaren Einfluss der stufenweisen Nicht-Beheizung der Nachbarrohre in Form eines steigenden α_{WS} berichtet.

Für $d_R = 25$ mm bei $0,6 \text{ mm} < d_p < 0,8 \text{ mm}$ ist in [94] die Erkenntnis gewonnen worden, dass $t = 4$ keinen signifikanten Unterschied zwischen beheizten und unbeheizten Nachbarrohren verursacht, während $t = 2$ bei niedrigen Leerrohrgeschwindigkeiten mit Nachbarrohr-Beheizung ein bis zu 20 % verringertes α_{WS} bewirkt. Bei höheren Geschwindigkeiten $u \geq 3u_{mf}$ verschwindet der Unterschied jedoch wieder.

Noack hingegen hat in [98] den Einfluss der Nachbarrohrbeheizung ausschließen können, leider nur an einem sehr niedrigen und nur rund ein Viertel des WS-Querschnitts ausfüllenden, fluchtenden Rohrbündel mit $d_R = 25$ mm und $t = 1,5$.

2.3.8 Partikel- und gaskonvektive Einzelmechanismen des Wärmeübergangs

Je nach Partikelgröße setzt sich α_{WS} überwiegend aus dem partikelkonvektiven und gaskonvektiven Anteil zusammen. Bei den Temperaturen im (D)DWT-Verfahren ist der Strahlungsanteil lt. Molerus [88] vernachlässigbar gering. Er zieht die Grenzen für rein partikelkonvektiven Wärmeübergang bei $d_p < 100 \mu\text{m}$, für rein gaskonvektiven Wärmeübergang bei $d_p > 2\text{-}3 \text{ mm}$. Dazwischen liegt ein weites Übergangsgebiet, in dem beide Mechanismen relevante Beiträge liefern.

Botterill et al. [15] weisen mehrmals auf die unterschiedlichen Auswirkungen von Kugel- bzw. Rohrdurchmesser und Partikelgröße auf die beiden relevanten Einzelmechanismen des Wärmeübergangs hin, ohne jedoch allgemeingültige Aussagen zu treffen.

In [95] wird berichtet, dass für $0,1 \text{ mm} < d_p < 0,15 \text{ mm}$ $\alpha_{WS,max}$ -Werte im Rohrbündel erst bei $u \gg u_{mf}$ erreicht werden, im Gegensatz zu größeren Partikeln ab 0,4 mm. Diese Beobachtung wird jedoch nicht weiter im Hinblick auf die Mechanismen vertieft.

3 Grundlagen der Braunkohletrocknung mittels Dampfwirbelschichttechnik

3.1 Eigenschaften von Braunkohle als Trocknungsgut

3.1.1 Allgemeine Grundlagen

3.1.1.1 Begriffsbestimmungen

Der Begriff Trocknung bezeichnet ganz allgemein den Entzug von Flüssigkeit aus einem feuchten Gut, mit dem Ziel der Herstellung eines trockenen Produktes. Krischer und Kast [64] unterscheiden dabei zweckmäßig die mechanische sowie die thermische Trocknung. Bei der mechanischen Trocknung, besser: „Entwässerung“, erfolgt der Wasserentzug durch mechanische Kräfte wie Druck- oder Zentrifugalkräfte, während sich der thermische Trocknungsvorgang in jedem Falle durch Überführen der Flüssigkeit in den dampfförmigen Zustand und Abführen des Dampfes vollzieht.

Das Überführen der Flüssigkeit in die Dampfphase kann durch Verdunstung (z.B. Trocknung mit heißer Luft / heißem Rauchgas) oder durch Verdampfen (ausgetriebener Dampf liegt als reine Phase vor) erfolgen. Der Hauptunterschied zwischen Verdunstung und Verdampfung ist der treibende Mechanismus für den Wassertransport aus dem Trocknungsgut. Bei der Verdunstung herrscht ein Partialdruckgefälle zwischen dem (feuchten) Trocknungsgut und dem (trockenen, heißen) Umgebungsmedium. Die Dampfabfuhr erfolgt durch Ausgleich des Partialdruckgefälles, ist also ein Diffusionsprozess aufgrund von Konzentrationsunterschieden.

Dem gegenüber steht die Verdampfung in reiner Dampfatmosfera. Hier existieren keine Konzentrationsunterschiede, das zu verdampfende Medium ist gleich dem Umgebungsmedium. Die treibende Kraft ist ein (absoluter) Druckunterschied zwischen der im Gut verdampfenden Flüssigkeit und dem Umgebungsdampf. Erst wenn im Guts-Teilchen ein höherer (Dampf-)Druck herrscht als die Summe von Umgebungsdruck und den Druckverlusten beim Durchströmen des Teilchens, findet der Trocknungsprozess statt.

Die Dampfwirbelschichttrocknung zählt zu den thermischen Verfahren, mit Verdampfung der Flüssigkeit in reiner Dampfatmosfera.

3.1.1.2 Definitionen Wassergehalt – Feuchtegehalt

Zur Bestimmung des Wasseranteils im zu trocknenden Gut gibt es zwei Bezugsgrößen:

1. Wassergehalt w
2. Feuchtegehalt x (auch: Feuchte)

Der Wassergehalt w definiert sich nach Gleichung (3.1).

$$w = \frac{m_{\text{Wasser}}}{m_{\text{gesamt}}} \cdot 100 \% \quad (3.1)$$

Er beschreibt das Verhältnis von Wasseranteil zu Gesamtmasse des Gutes. Dementsprechend können sich die Werte für den Wassergehalt nur zwischen 0 und 1 bzw. in der üblichen Prozentschreibweise zwischen 0 und 100 % bewegen. Bei einem Wassergehalt von 100 % liegt reines Wasser vor, bei 0 % ist das Gut absolut trocken.

Der Feuchtegehalt errechnet sich nach Gl. (3.2)

$$x = \frac{m_{\text{Wasser}}}{m_{\text{atro}}} \cdot 100 \% \quad (3.2)$$

Der Index $atro$ bezeichnet die absolute Trockenmasse, d.h. das vollständig wasserfreie Trockengut. Je nach Wasseranteil sind hier Werte deutlich über 100 % möglich, theoretisch ist nach oben keine Grenze gesetzt.

Der Vorteil des Feuchtegehalts als Rechengröße ist die Linearität zur entzogenen Wassermasse. Wurde z.B. die Hälfte des enthaltenen Wassers entfernt, so hat sich der Feuchtegehalt x halbiert. Dem gegenüber steht der nichtlineare Verlauf beim Wassergehalt w . Nachteilig beim Feuchtegehalt ist die mögliche Irritation durch Werte größer als 100 %. Gl. (3.3) erläutert die unkomplizierte Umrechnung der beiden Werte.

$$x = \frac{100 \cdot w}{100 - w}; \quad w = \frac{100 \cdot x}{100 + x}; \quad w, x \text{ in Prozent} \quad (3.3)$$

Abb. 3.1 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen Wassergehalt und Feuchtegehalt.

Im Bereich der Braunkohlen ist der Wassergehalt als gängige Größe etabliert und wird deshalb auch in dieser Arbeit vorrangig verwendet. Lediglich bei einigen Berechnungen ist es vorteilhaft, aufgrund der Linearität den Feuchtegehalt als Basis zu nehmen.

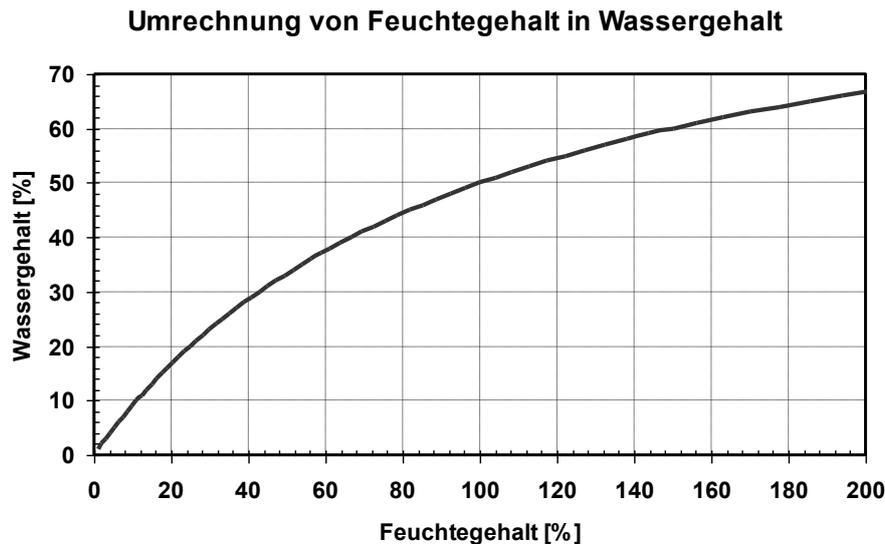


Abb. 3.1: Umrechnung Feuchtegehalt in Wassergehalt

3.1.2 Stoffliche Eigenschaften der Braunkohle

3.1.2.1 Entstehung und Vorkommen

Aus abgestorbenem Pflanzenmaterial entsteht unter geeigneten Bedingungen zunächst Torf. Sinkt dieser in tiefere Erdschichten ab, entsteht im Laufe der Zeit Braunkohle, nach längerem Inkohlungsprozess schließlich Steinkohle. Braunkohle in Deutschland stammt aus dem Tertiär. Bei einer Jahresförderung von 178 Mio. t liegen die nachgewiesenen deutschen Reserven bei 6.600 Mio. t, die Ressourcen bei 76.000 Mio. t [8], und die weltweiten Vorräte werden mit 2.800 Mrd. t angegeben [66]. Die wichtigsten deutschen Reviere sind (in dieser Reihenfolge) das Rheinische, das Lausitzer und das Mitteldeutsche Revier. Die Gewinnung erfolgt im Tagebauverfahren, im Gegensatz zur in Deutschland untertägig gewonnenen Steinkohle. Deutschland ist weltweit der größte Braunkohlenförderer, wobei die Verstromung mit einem Anteil von ca. 24 % der deutschen Stromerzeugung die mit Abstand wichtigste Form der Nutzung ist.

Aus der Entstehungsgeschichte lässt sich die niedrigere Qualität der Braunkohle im Vergleich zur Steinkohle folgern. Der Heizwert von z.B. Lausitzer Kohle mit 8,6 MJ/kg im Vergleich zu Steinkohle mit > 25 MJ/kg, der hohe Wassergehalt von 40-65 % sowie der Anteil von bis zu rund 25 % flüchtigen Bestandteilen drücken diesen Qualitätsunterschied deutlich aus [66].

Darüber hinaus ist festzuhalten, dass Braunkohle teilweise deutliche Inhomogenitäten aufweist, z.B. Reste des ursprünglichen Pflanzenmaterials, die nicht vollständig in Kohle

umgewandelt worden sind. Diese Xylite werden im Laufe der Kohleaufbereitung nach dem Tagebau bestmöglich abgeschieden und getrennt verwertet oder entsorgt. Lediglich das für Lausitzer Kohle typische Faserxylit mit einem Massenanteil von einigen Prozent kann nicht vollständig abgetrennt werden und bleibt Bestandteil der Kohle.

In dieser Arbeit werden Lausitzer Kohlen als VE-M (für den Tagebau-Betreiber Vattenfall Europe Mining AG) und Mitteldeutsche Kohlen als MIBRAG (Mitteldeutsche Braunkohlengesellschaft mbH) bezeichnet.

3.1.2.2 Physikalisch-chemische Stoffeigenschaften

Aufgrund der erwähnten Inhomogenität lässt sich für die Stoffwerte von Braunkohle lediglich ein Werteband angeben, innerhalb dessen die Kohlen unterschiedlicher Herkünfte einzuordnen sind.

Die praktischen Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mehrheitlich mit Lausitzer Kohle durchgeführt, so dass in Tabelle 3.1 beispielhaft die stoffliche Zusammensetzung für diese Kohle genannt wird.

Tabelle 3.1: Stoffwerte Lausitzer Kohle (Bsp.-Mittelwerte)

Zusammensetzung Lausitzer Rohbraunkohle (RBK)		
Heizwert	kJ/kg	8.600
Wasser	Ma.-%	56,1
Asche	Ma.-%	5,2
Kohlenstoff	Ma.-%	26,3
Wasserstoff	Ma.-%	1,9
Stickstoff	Ma.-%	0,3
Sauerstoff	Ma.-%	9,4
Schwefel	Ma.-%	0,8
Chlor	ppm	70
Fluor	ppm	30
Flüchtige Bestandteile	Ma.-%	22
Xylit	Vol.-%	22
Bruch-/Strukturxylit (Auszählung)	Ma.-%	17
Faserxylit (Auszählung)	Ma.-%	4

Wird Wasser entzogen, findet eine Schrumpfung des Kohlekorns statt. Diese fällt jedoch volumenmäßig geringer aus als das entzogene Wasservolumen. Baunack [5] berichtet von unterschiedlichen Forschungsergebnissen bzgl. der Höhe des Schrumpfungseffektes und bzgl. des Wassergehaltsbereiches, in dem Schrumpfung verstärkt, bzw. kaum auftritt.

Zusammen mit Rammler [6] gibt er jedoch eine Formel (3.4) an, die die Volumenabnahme in Abhängigkeit des Feuchtegehaltes linearisiert darstellt.

$$\frac{V}{V_0} = 0,379 \cdot x + 0,602 \quad \text{für } x \leq 1,05 \quad (3.4)$$

Demnach würde sich bei 50 % Ursprungs-Wassergehalt und vollständiger Trocknung das Kornvolumen auf ca. 61 % reduzieren, der Durchmesser auf ca. 85 %.

In der Praxis sind solche Angaben jedoch sehr schwer zu prüfen, da Braunkohle mit $w = 50\%$ schlecht siebanalysenfähig ist. Aufgrund der Oberflächenfeuchte ist ein stark verfälschter Maschendurchgang gegeben.

Abweichend von Gl. (3.4) wird auch von Wassergehalten berichtet, welche bei weiterer Wasserreduktion keine weitere Schrumpfung bzw. sogar eine gewisse Ausdehnung aufweisen. Die Schrumpfung beeinflusst unmittelbar die Dichte und Schüttdichte der Kohle.

Bezüglich der Feststoffdichte muss bei der kapillarporösen Braunkohle unterschieden werden in Rohdichte und Reindichte.

Die Reindichte bezeichnet die Dichte des reinen, porenfreien Feststoffes. Reale Braunkohle enthält jedoch immer entsprechende Poren oder Kapillaren, die zusammen mit dem umschließenden Feststoff ein vergrößertes Kornvolumen und damit eine geringere Dichte ergeben, die sogenannte Rohdichte.

In [54] wird die Reindichte für Weichbraunkohle mit 1.400 bis 1.500 kg/m³ angegeben, die für Wirbelschichtanwendungen relevante Rohdichte mit 900 bis 1.000 kg/m³. In [29] findet sich für die Rohdichte der Wertebereich von 1.130 bis 1.220 kg/m³.

Effenberger [28] veröffentlichte folgendes Näherungspolynom in Abhängigkeit vom Feuchtegehalt, welches zu Werten zwischen 910 und 1.110 kg/m³ führt:

$$\rho_{\text{roh}} = (1 + x) \cdot (916,481 - 933,945 \cdot x + 797,781 \cdot x^2 - 257,602 \cdot x^3) \quad (3.5)$$

Für die Wirbelschichttrocknung bedeutend ist zudem die Schüttdichte der Braunkohle. Hier werden für gemahlene Trockenbraunkohle Werte zwischen 500 und 600 kg/m³ angegeben, während trockener Braunkohlenstaub zwischen 400 und 500 kg/m³ liegt. Die Schüttdichte von feuchter Rohbraunkohle wird hingegen mit 650 bis 780 kg/m³ angegeben.

Bekanntlich besteht bei der Ermittlung der Schüttdichte von Kohle ein gewisser Spielraum, etwa durch Verdichtung, so dass die genannten Werte keine Allgemeingültigkeit besitzen können.

Die Wärmeleitfähigkeit der Braunkohle ist stark vom Wassergehalt abhängig und liegt für die relevanten Wassergehalte (5 % bis 60 %) gemäß Gl. (3.6) zwischen 0,16 und 0,39 W/(mK), wie in Abb. 3.2 dargestellt [38].

$$\lambda_p = 0,3 \cdot w^2 + 0,23 \cdot w + 0,1483 \quad (3.6)$$

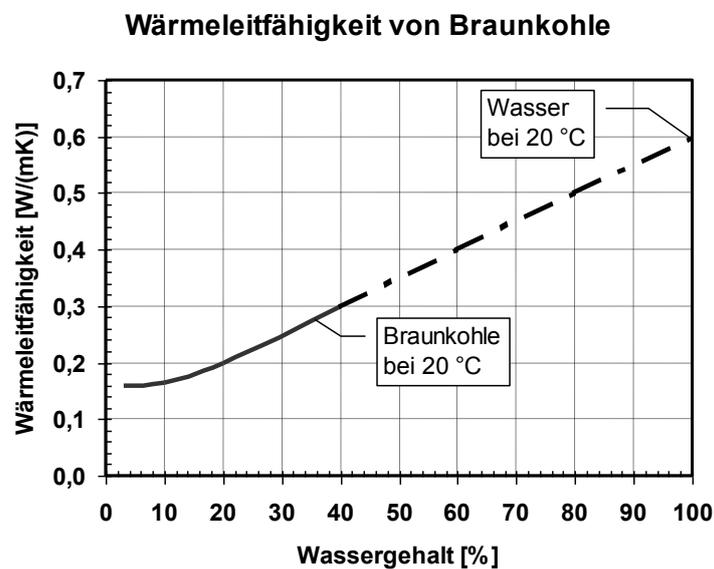


Abb. 3.2: Wärmeleitfähigkeit von Braunkohle (nach [38])

In [53] wurde die Wärmeleitfähigkeit von Braunkohleschüttungen bei Raumtemperatur gemessen. Abb. 3.3 zeigt die Ergebnisse, die für Lausitzer und Mitteldeutsche Braunkohle weitgehend deckungsgleich sind.

Die spezifische Wärmekapazität c beträgt nach [29] 2,5 bis 3,0 kJ/(kgK) für (feuchte) Braunkohle. In [54] ist als mittleres c für wasserfreie Kohle zwischen 20 und 100°C der Wert 1,28 kJ/(kgK) angegeben. Wird für Wasser der Wert von 4,18 entsprechend der Massenanteile in feuchter Kohle eingerechnet, ergibt sich damit für einen Wassergehalt von 56 % ein c von 2.904 kJ/(kgK), was gut zu dem erstgenannten passt.

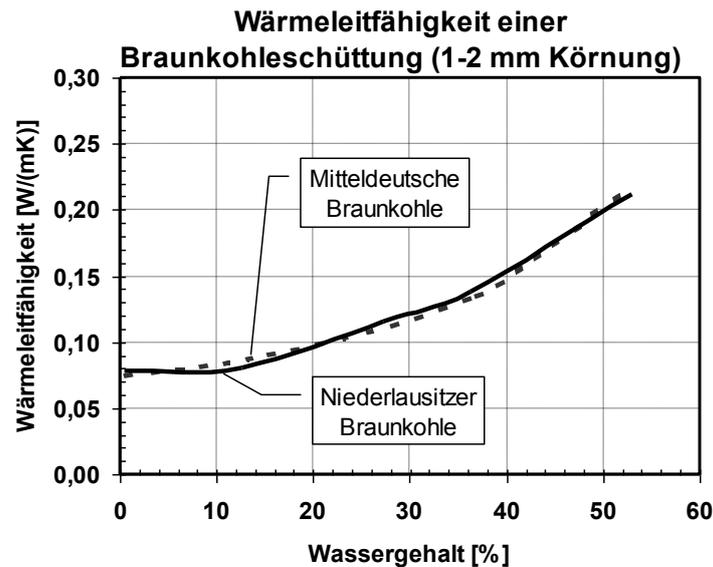


Abb. 3.3: Wärmeleitfähigkeit von Braunkohleschüttungen bei Raumtemperatur (nach [53])

Braunkohle in Umgebungsluft neigt bekanntlich bei relativ niedrigen Temperaturen zur Selbstentzündung. Während dieses Phänomen bei längerer Haldenlagerung (z.B. im Kraftwerk) durch Selbsterwärmung schon bei äußerlich anliegenden Umgebungstemperaturen auftreten kann, hat Liebisch [73] im Labor-Trockenschrank die Selbstentzündungstemperatur von Mitteldeutscher Kohle auf $> 155\text{ °C}$ und von Lausitzer Kohle auf $> 140\text{ °C}$ bestimmt.

May [82] beschreibt die Niedertemperaturreaktion (auch: „Alterung“) von Trockenkohle mit Sauerstoff, welche in abgeschlossener Atmosphäre zu einer deutlichen Reduktion des Sauerstoffgehaltes führt (je nach Temperatur) und somit zu einer gewissen Selbstinertisierung führt. Er empfiehlt daher für die Lagerung und den Transport von Braunkohle-Trockenstaub Temperaturen unterhalb 60 °C sowie möglichst gasdichte Behälter.

Tabelle 3.2 zeigt beispielhaft Elementaranalysen sowie den Heizwert von grubenfeuchter Rohkohle sowie von zwei Trockenkohlen mit unterschiedlichen Wassergehalten.

Aufgrund der erwähnten Inhomogenitäten von Braunkohle sind die Analysewerte nur als Richtwerte zu verstehen. Mitteldeutsche Kohle der MIBRAG zeichnet sich durch einen etwas geringeren Roh-Wassergehalt bei höherem Schwefelanteil aus. Ihr Heizwert liegt bei 9.000 bis 11.000 kJ/kg.

Tabelle 3.2: Stoffliche Eigenschaften Lausitzer Braunkohlen mit versch. Wassergehalten

Bestandteil [Massen-%]	Rohkohle	Brikettierkohle	Kraftwerks-TBK
H ₂ O	56,1	19	12
C	26,7	49,2	53,4
O	9,4	17,3	18,8
Asche	4,9	8,9	9,7
H	1,9	3,5	3,8
S	0,8	1,5	1,6
N	0,3	0,6	0,6
H _u [kJ/kg]	8.600	17.980	19.750

3.1.2.3 Körnungs-Eigenschaften von Braunkohle

Körnige (disperse) Stoffe bestehen idealerweise aus kugelförmigen Einzelkörnern (Partikel) gleicher Größe. Eine solche Körnung heißt monodispers, alle Partikel sind von gleichem Durchmesser.

Reale Braunkohlepartikel, weichen mehr oder weniger stark von der Kugelform ab und weisen – je nach Herstellung und Aufbereitung – ein mehr oder weniger breites Korngrößenspektrum auf. Braunkohle liegt demnach als polydisperses Gemisch vor, mit einer bestimmten Breite an Korndurchmessern.

Die Abweichung der Partikelform von der idealen Kugel wird über den (oberflächenbezogenen) Formfaktor φ angegeben, der in vielen Veröffentlichungen auch als Sphärizität bezeichnet wird:

$$\varphi = \frac{\text{Oberfläche der volumengleichen Kugel}}{\text{Partikeloberfläche}} \quad (3.7)$$

Der Formfaktor 1 bezeichnet demnach eine Kugel, für Kohlenstaub gibt Michel [84] den Formfaktor 0,606 an.

Es existieren in der Mechanischen Verfahrenstechnik zahlreiche verschiedene Durchmesser zur Beschreibung von Korngrößen [74]. Bei polydispersen Stoffen ist weniger der Durchmesser eines Einzelkorns relevant, sondern die Korngrößenverteilung im Gemisch. Auf Basis einer Labor-Siebanalyse lässt sich die Korngrößenverteilung ermitteln, auswerten und grafisch darstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Siebanalysen immer mit vorgetrockneten Kohlen gemacht. Siebungen mit feuchter Rohkohle führen zu verfälschten Ergebnissen, da feine Partikel an größeren Körnern haften und somit in der falschen Siebfraction gewogen werden. Auch eine Bezeichnung „RFK - $d_{50} = 1,2 \text{ mm}$ “ bezieht sich auf die Siebanalyse im vorgetrockneten Zustand (ca. 15-25 % Wassergehalt).

Zur Beschreibung der Korngrößenverteilung einer bestimmten Kohle werden in dieser Arbeit drei Arten von Kenngrößen sowie die grafische Darstellung verwendet. Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über die Kenngrößen. ω_i und d_i stehen dabei für den Massenanteil bzw. die Kornklassenmitte der jeweiligen Siebfraction.

Tabelle 3.3: Kenngrößen zur Beschreibung der Korngrößenverteilung

Bezeichnung	Erläuterung	Formelzeichen	Ermittlung
Mittlerer Durchmesser	Durchmesser bei 50 % Massendurchgang	d_{50}	Grafische Ermittlung aus Sieblinien-Diagramm
Sauter-Durchmesser (auch: Oberflächen-Volumen-Durchmesser)	Durchmesser eines Partikels mit gleichem Oberflächen/Volumen-Verhältnis wie die gesamte Probe	d_{32}	$d_{32} = \frac{6 \cdot V_{\text{ges}}}{S_{\text{ges}}}$ $d_{32} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{\omega_i}{d_i}}$
Martin-Durchmesser [77]	zum d_{32} modifizierte Gewichtung der Siebfractionen, i.d.R. $d_{32} < d_{\text{MARTIN}} < d_{50}$	d_{MARTIN}	$d_{\text{MARTIN}} = \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^n \frac{\omega_i}{\sqrt{d_i}} \right)^2}$
RRSB-Verteilung	Durchmesser bei 63,2 % Massendurchgang sowie Feinheitsparameter n („Steigung“)	d' n	nach DIN 66 145
Äquivalent-Durchmesser	(monodisperser) Durchmesser gleichen Lockerungspunktes	d_{eq}	durch Fluidisierungsversuche, bei stark polydispers jedoch ungenau

Der Begriff „mittlerer Durchmesser“ wird in der Literatur häufig ohne nähere Definition verwendet, so dass unklar ist, ob z.B. der d_{50} , der d_{32} oder das gewogene arithmetische Mittel $d = \sum \omega_i \cdot d_i$ gemeint ist.

Der auch in der Wirbelschichttechnik häufig verwendete Sauter-Durchmesser d_{32} berücksichtigt das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen (engl.: surface-volume diameter d_{sv}). Durch die höhere spezifische Oberfläche der feinen Fraktionen ist der d_{32} kleiner als der d_{50} .

Sowohl der d_{50} als auch der Sauter-Durchmesser bestimmen lediglich einen Punkt der Partikelverteilung, sie sagen nichts über die Breite der Verteilung aus. Deshalb sind diese beiden Durchmesser nur dann sinnvoll zu verwenden, wenn man zusätzlich die Grenzen des Körnungsbandes angibt (z.B.: Kohle 0-6 mm, $d_{50} = 1,120$ mm, $d_{32} = 0,350$ mm).

Der Martin-Durchmesser d_{MARTIN} nach [77] wird im Kontext der (D)DWT auch in [55] zur Beschreibung polydisperser Kohlen verwendet.

Eine erweiterte Beschreibung der Korngrößenverteilung ist mittels der RRSB-Verteilung nach DIN 66 154 möglich. Diese Verteilungsfunktion wurde von Rosin, Rammler, Sperling und Bennet entwickelt und definiert sich wie folgt [27]:

$$D(d) = 1 - R(d) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{d}{d'}\right)^n\right] \quad (3.8)$$

Hierbei bezeichnet $D(d)$ den Siebdurchgang und $R(d)$ den Siebrückstand. Die beiden anderen Parameter sind in Tabelle 3.3 bereits erklärt. Nach Umformung und doppeltem Logarithmieren von (3.8) ergibt sich die für das RRSB-Netz notwendige Form:

$$\lg \lg \frac{1}{1 - D(d)} = n \cdot \lg d + \text{Const.} \quad (3.9)$$

Der linke Term in (3.9) bildet im RRSB-Netz die Teilung der Ordinate, $\lg d$ die der Abszisse. Abb. 3.4 zeigt das RRSB-Netz mit zwei eingetragenen Beispielpohlen. In der Legende finden sich alle Kenngrößen nach Tabelle 3.3.

Die eingetragenen Punkte aus der Siebanalyse werden idealerweise durch eine Gerade angenähert. Durch Parallel-Verschiebung dieser Ausgleichsgerade in den Ursprung des Netzes sind die Parameter n und $S_v \cdot d' / \varphi$ ablesbar. Die Parameter n und d' charakterisieren die Verteilung eindeutig. S_v bezeichnet die spezifische Oberfläche in $[\text{cm}^2 / \text{cm}]$, falls d ebenfalls in cm eingesetzt wird (hier: Millimeter). Die Ermittlung von S_v ist allerdings nur unter gewissen Voraussetzungen annähernd korrekt, näheres siehe [27].

Kapillarstruktur hat Ähnlichkeiten zum zu Grunde liegenden Pflanzenmaterial und ist Folge des nicht abgeschlossenen Inkohlungsprozesses.

Es gibt verschiedene Bindungsarten des Wassers an das Kohlekorn, dargestellt in Abb. 3.5 (nach [28]).

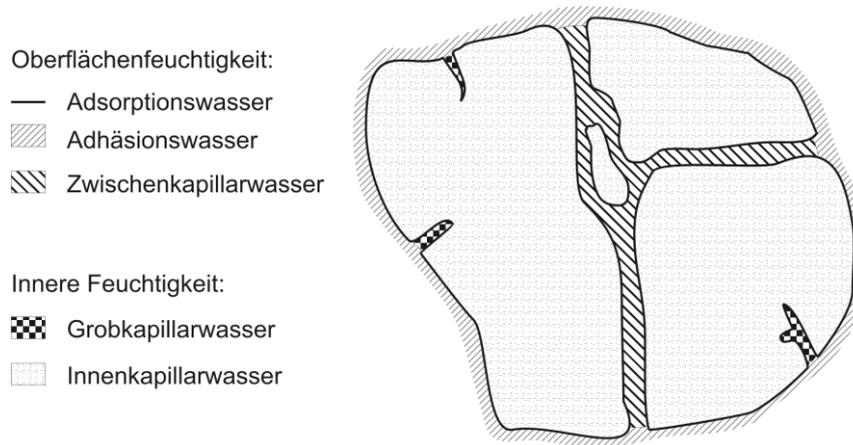


Abb. 3.5: Arten der Wasserbindung im und am Braunkohlekorn (nach [28])

In der Reihenfolge von schwacher zu starker Bindung ist zuerst das über niedrige Adhäsionskräfte gebundene, sichtbare Oberflächenwasser zu nennen. Direkt an der Kornoberfläche haftend folgt das Adsorptionswasser. Zwischenkapillarwasser findet sich in Spalten und sehr großen Kapillaren.

Im Bereich des inneren Wassers steigen mit dem Grobkapillarwasser die Bindungskräfte weiter an. Zuletzt ist das Innenkapillarwasser zu nennen, welches in den feinsten Poren gespeichert ist und die höchste Bindung ans Korn besitzt. Diese Feinkapillaren können Durchmesser bis unter 5 nm aufweisen und binden das Wasser chemisch-sorptiv über Wasserstoffbrücken [34]. Die Kapillaren sind elastisch und im gesättigten Zustand bis zur Elastizitätsgrenze mit Wasser gefüllt, je nach Benetzbarkeit ihrer Oberfläche.

Buschsieweke nennt in [20] folgende Mittelwerte für den Anteil der Wasserarten am Gesamtwassergehalt:

- Oberflächenhaftwasser 62 %
- Kapillarwasser 29 %
- molekular gebundenes Wasser 9 %

Braunkohle weist nach dem Entfernen des Oberflächenwassers hygroskopische Eigenschaften auf, d.h. sie bildet mit ihrer Umgebung ein Feuchtigkeits-Gleichgewicht durch Abgabe (Desorption) oder Aufnahme (Adsorption) von Wasserdampf. Um z.B. nach einem Trocknungsvorgang erneut einen Gleichgewichtszustand herzustellen, nimmt die

Kohle aus dem Umgebungsmedium (z.B. Raumluft) Wasser auf. Somit existiert immer ein Gleichgewichts-Wassergehalt in Abhängigkeit des Umgebungs-Mediums, des Drucks, der Temperatur und der Luftfeuchte.

Eine dünne Kohleschicht von ca. 1 cm erreicht an normaler Raumluft erst nach einigen Tagen ihren End-Wassergehalt. Andererseits zeigen absolut wasserfreie Kohleproben aus dem Trockenschrank auf genügend genauen Waagen eine sofortige, stete Gewichtszunahme durch erneute Aufnahme von Wasser aus der Umgebung.

Die Hygroskopizität von Braunkohle ist in der Literatur mit zahlreichen Veröffentlichungen von Sorptionsisothermen in feuchter Luft berücksichtigt (u. a. [34] [56] [61] [112]).

Beispielhaft zeigt Abb. 3.6 eine Desorptionsisotherme von Braunkohle in feuchter Luft. Über Verdunstungsvorgänge stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der feuchten Luft und der zu trocknenden Kohle ein.

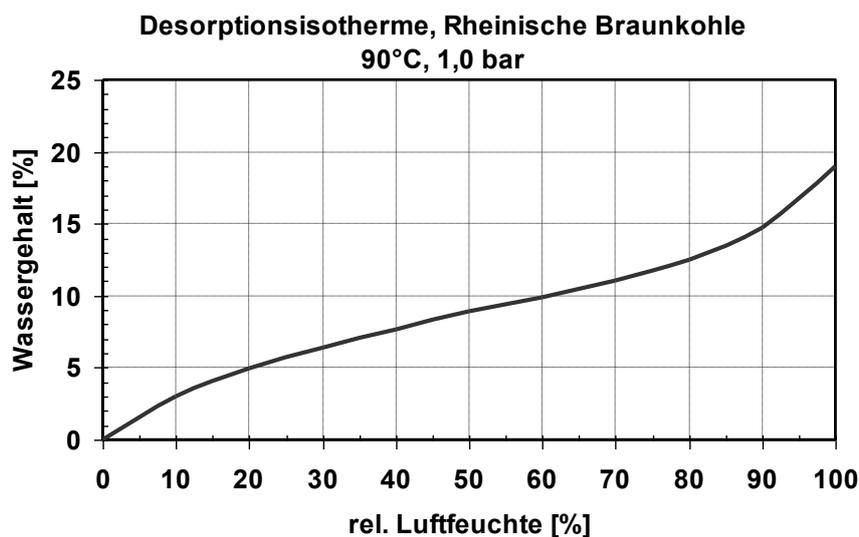


Abb. 3.6: Desorptionsisotherme Rheinischer Braunkohle unbestimmter Körnung (nach [61])

Dem steht das Desorptionsverhalten der Kohle in einer Wasserdampfatmosfera gegenüber. Da sowohl das auszutreibende Kohlewasser als auch das umgebende Medium als Wasserdampf vorliegen, kann die Hygroskopizität bzw. die Wasserbindung des Kohlekorns nur über ein Dampfdruckgefälle von innen nach außen überwunden werden. Nach den Gesetzen der Thermodynamik ist hierfür eine Temperatur größer als die zum Systemdruck gehörige Satttdampf Temperatur notwendig, abhängig vom gewünschten Zielwassergehalt der Braunkohle. Abb. 3.7 verdeutlicht diesen Zusammenhang anschaulich und zeigt auch Unterschiede bzgl. der Kohlenherkunft.

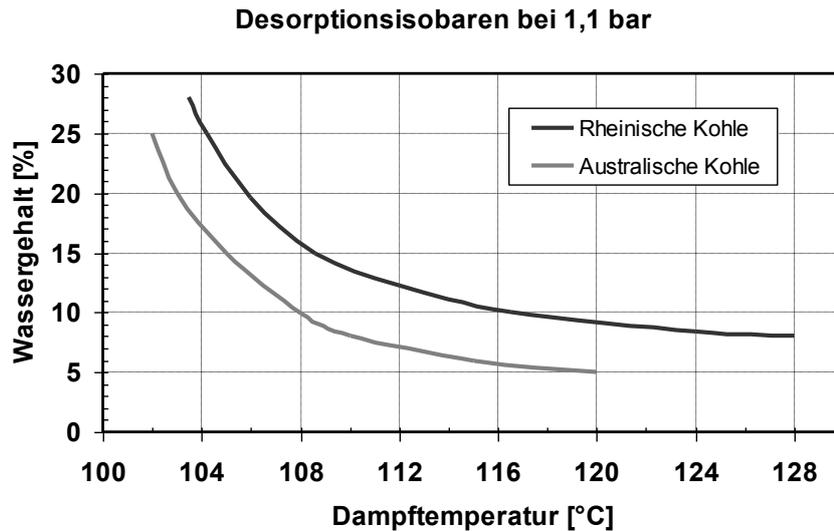


Abb. 3.7: Desorptionsisobaren von Braunkohlen unbestimmter Körnung, 1,1 bar (nach [56] [115])

Nach [109] ist zu beachten, dass für jede Korngrößenfraktion eine eigene Gleichgewichtsfeuchte bei sonst gleichen Bedingungen – und damit eine eigene Desorptionsisobare – existiert.

In Messungen mit Lausitzer Kohle an einem gravimetrischen Messsystem der BTU Cottbus wurden unter Laborbedingungen (kleine Probe, Verweilzeit bis zum Gleichgewicht) erstmals Gleichgewichts-Wassergehalte und Bindungsenthalpien auch unter Druck bestimmt [63]. Nachstehende Abbildung zeigt die ermittelten Gleichgewichte, dargestellt als Dampfüberhitzung über Systemdruck. Höherer Druck erfordert offensichtlich deutlich geringere Überhitzung über Sattedampftemperatur.

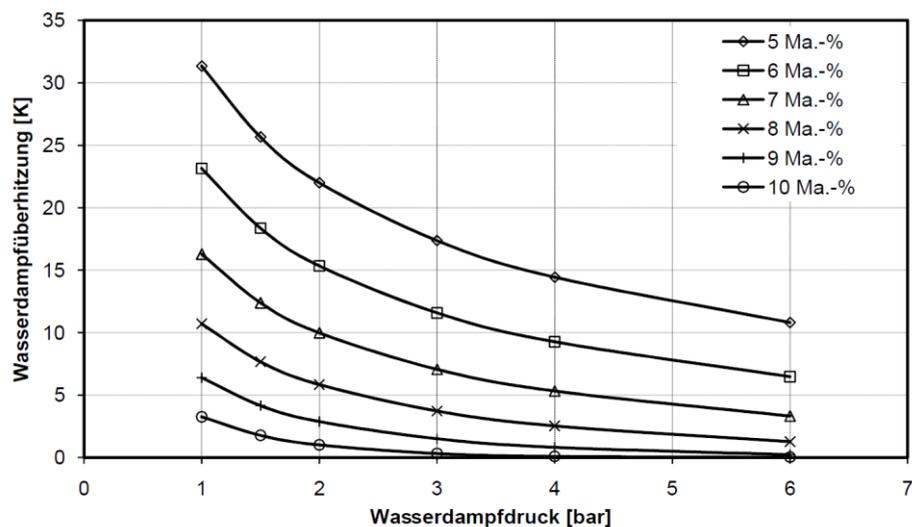


Abb. 3.8: Gleichgewichtsisosteren Lausitzer Kohle [63]

3.1.3 Trocknungsverlauf der Braunkohle

3.1.3.1 Trocknungsabschnitte

Als hygroskopisches Gut erfolgt die Trocknung der Braunkohle in mehreren Abschnitten unterschiedlicher Trocknungsgeschwindigkeit. Trägt man die Trocknungsgeschwindigkeit über dem Wassergehalt auf, so zeigen sich mehr oder weniger deutlich ausgeprägte Knickpunkte in der Linie. Abb. 3.9 zeigt einen solchen idealisierten Verlauf.

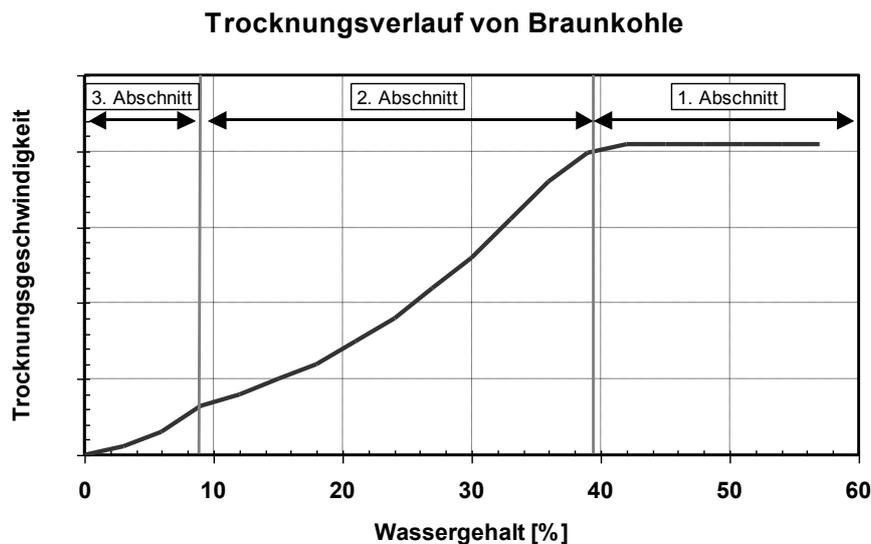


Abb. 3.9: Trocknungsabschnitte von Braunkohle (beispielhaft, idealisiert)

In der Literatur wird größtenteils von drei Trocknungsabschnitten bei der Braunkohle ausgegangen (z.B. [5] [36] [66]), wobei insbesondere der Knickpunkt zwischen dem 2. und 3. Trocknungsabschnitt nicht immer zweifelsfrei bestimmt werden kann.

Der erste Abschnitt zeichnet sich durch eine weitgehend konstante und hohe Trocknungsgeschwindigkeit durch Verdampfung von leicht zugänglichem Oberflächenwasser aus. Nach [5] werden ab dem 1. Knickpunkt äußere Kornbereiche hygroskopisch, während ab dem 2. Knickpunkt, also im 3. Abschnitt, das gesamte Korn hygroskopisch ist.

Zur Darstellung des unterschiedlichen Trocknungsverlaufs von Grob- und Feinkorn Lausitzer Herkunft wurde der Trocknungsverlauf im Laboranalysator aufgezeichnet. Die beiden wesentlichen Erkenntnisse aus Abb. 3.10 sind folgende: zum einen weist Feinkorn aufgrund der wesentlich geringeren Korndurchmesser (hier: d_{50} ca. $120\ \mu\text{m}$ zu $1.250\ \mu\text{m}$) und der größeren freien Oberfläche eine in allen Bereichen höhere Trocknungsgeschwindigkeit auf als Grobkorn. Zum anderen ist der 1. Knickpunkt bei Grobkorn

schon bei ca. 40 % Wassergehalt zu erkennen, bei Feinkorn jedoch erst bei rund 30 %. Demzufolge wird Feinkorn bei der Trocknung später hygroskopisch.

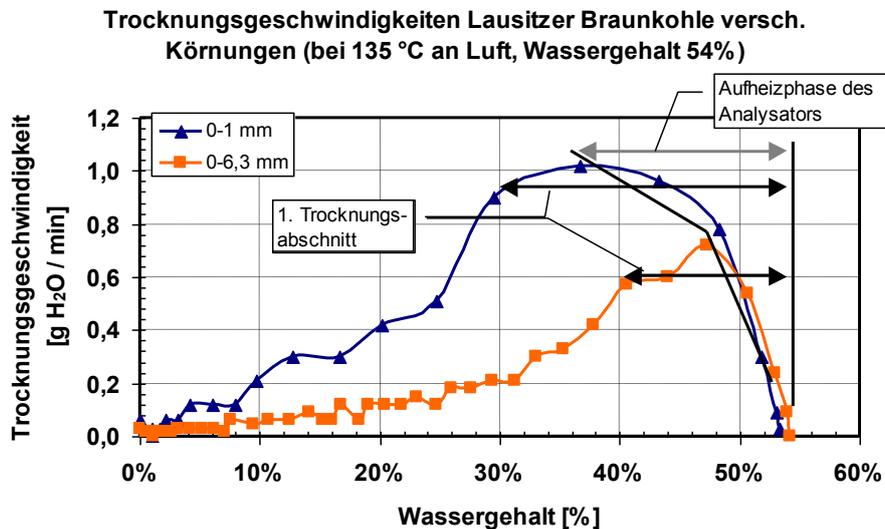


Abb. 3.10: Messung der Trocknungsgeschwindigkeit Lausitzer Braunkohlen

3.1.3.2 Der Nullte Trocknungsabschnitt

Bei dem hier behandelten (D)DWT-Verfahren ist als Besonderheit der sogenannte „Nullte Trocknungsabschnitt“ nach J. S. Martin [80] zu nennen. Dieser bezeichnet das schlagartige Erwärmen der kalten Kohle nach Eintritt in die heiße Dampfatmosfera eines (D)DWT-Trockners durch Kondensation von Dampf auf der Kornoberfläche. Der Wassergehalt wird dadurch anfangs erhöht, der Nullte Trocknungsabschnitt ist also eine „negative“ Trocknung.

Bei Braunkohle lässt sich die theoretische anfängliche Erhöhung des Wassergehalts nach Gl. (3.10) berechnen:

$$w_{\text{neu}} = \frac{w_{\text{alt}} + \frac{c \cdot \Delta T}{r}}{1 + \frac{c \cdot \Delta T}{r}} \quad (3.10)$$

Mit den Werten für die spez. Wärmekapazität c aus Kap. 3.1.2.2, 56 % Anfangswassergehalt (hier: $0 < w < 1$), 15 °C RFK-Temperatur, r als Kondensationsenthalpie und ΔT als Differenz der RFK zur Trockner-Sattdampf Temperatur ergeben sich neue Wassergehalte nach Tabelle 3.4.

Tabelle 3.4: Theoretische (maximale) Erhöhung des RFK-Wassergehaltes während des Nullten Trocknungsabschnittes

Systemdruck	W _{alt}	W _{neu}
1,1 bar	56 %	59,7 %
2,5 bar	56 %	60,8 %
4,0 bar	56 %	61,6 %

In der Realität erfolgt ein gewisser Teil der Kohleerwärmung auch durch die vorherige Mahlung und Berührung von beheizten (Förder-)Aggregaten.

Da Braunkohle näherungsweise wassergesättigt aus dem Tagebau gefördert wird bzw. den Trockner erreicht, befindet sie sich durch die deutliche Erhöhung der Oberflächenfeuchte während des Nullten Trocknungsabschnittes in einem ausgesprochen agglomerationsfreudigen Zustand.

Dadurch ist erhöhte Sorgfalt bei der Konstruktion des Eintrags in einen (D)DWT-Wirbelschichttrockner geboten, wie z.B. Beheizung aller kohleberührenden Anlagenteile sowie störungsfreie Kohleverteilerung oberhalb der Wirbelschicht und rasche Einmischung. Die Zunahme des Wassergehaltes bei höherem Systemdruck ergibt sich aus der immer größeren Temperaturdifferenz der RFK zur Sattdampf Temperatur des Trockners sowie der sinkenden Kondensationsenthalpie r .

3.1.4 Bindungsenthalpie von Braunkohle

3.1.4.1 Stand des Wissens

Zum Verdampfen des Wassers ist bei der Trocknung die nach dem jeweiligen thermodynamischen Zustand erforderliche Verdampfungsenthalpie r als Mindest-Trocknungsenergie erforderlich. Zur Überwindung der in 3.1.2.4 beschriebenen Bindungskräfte des Wassers an das Kohlekorn ist eine zusätzliche Energiemenge erforderlich. Diese dient dem Herauslösen der Wassermoleküle aus ihren jeweiligen Haftmechanismen. Die Bindungsenthalpie muss während der Trocknung zwingend aufgebracht werden und geht im Gegensatz zur Verdampfungsenthalpie vollständig verloren, ist also nicht rückgewinnbar. Der Gesamt-Wärmebedarf setzt sich nach Gl. (3.11) aus folgenden Bestandteilen zusammen:

$$\dot{Q}_{\text{gesamt}} = \dot{Q}_{\text{Erwärmung}} + \dot{Q}_{\text{Verdampfung}} + \dot{Q}_{\text{Bindung}} + \dot{Q}_{\text{Verlust}} \quad (3.11)$$

Die Bindungsenthalpie h_B in der Einheit [kJ/kg Wasser] nimmt in Richtung niedriger Wassergehalte deutlich zu. Bei der Darstellung ist zu unterscheiden zwischen der differentiellen und der integralen Bindungsenthalpie:

- die differentielle Bindungsenthalpie gilt streng genommen für einen infinitesimal kleinen Bereich um den momentanen Wassergehalt $w \pm \Delta w$ mit $\Delta w \rightarrow 0$.
- für Trocknungsprozesse interessant ist die integrale Bindungsenthalpie, also die mittlere spezifische Bindungsenthalpie je kg entferntes Kohlenwasser zwischen

$$\text{Anfangs- und Endwassergehalt: } h_B = \int_{w_1}^{w_2} h_{B,\text{differentiell}} dw$$

Schäfer und Opdenwinkel [112] haben aus den Desorptionsisothermen Rheinischer Braunkohle unbestimmter Körnung die differentielle Bindungsenthalpie berechnet, mit x als Feuchtegehalt in Prozent.

$$\Delta h_B = 735,5 \cdot \exp\left(-\left(\frac{x}{23,51}\right)^{2,319}\right) \quad (3.12)$$

Wahl und Franke [125] haben auf gleicher Basis die Bindungsenthalpie für Niederlausitzer Kohle errechnet und mit bilanzierten Werten aus der Praxis abgeglichen. Für Australische Kohle liegen ebenfalls Werte für die Bindungsenthalpie vor [36].

Abb. 3.11 zeigt die Ergebnisse im Vergleich. All diesen Werten ist gemeinsam, dass die zugrunde liegende Korngröße nicht veröffentlicht wurde.

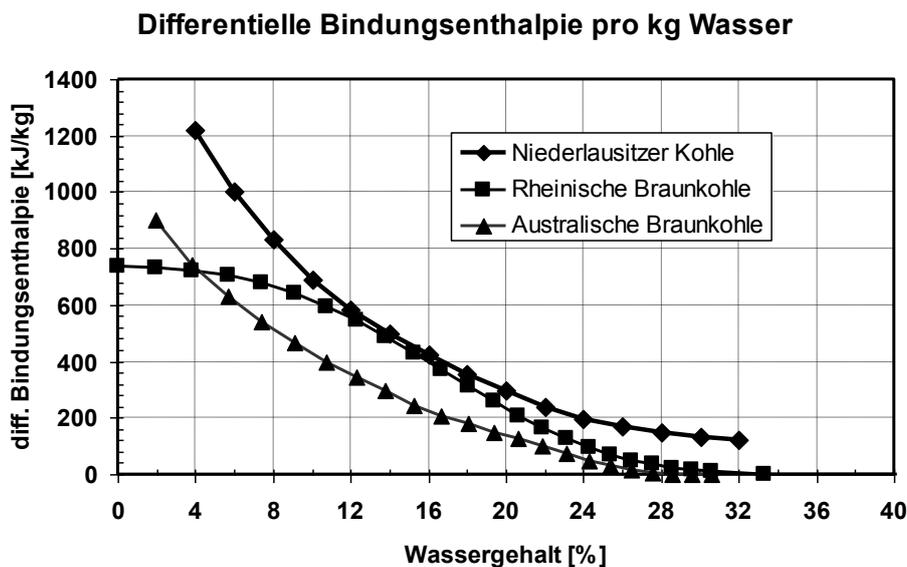


Abb. 3.11: Bindungsenthalpie verschiedener Kohlen (nach [36] [112] [125])

Der steile Anstieg der Bindungsenthalpie im 3. Trocknungsabschnitt ist durch die zunehmende Bedeutung der chemi-sorptiven Bindungskräfte in diesem Bereich zu erklären.

Der für Kraftwerksanwendungen energetisch sinnvolle Trocknungsbereich liegt um ca. 12 % Endwassergehalt. Tabelle 3.5 zeigt an einigen Beispielen den zusätzlichen Energieaufwand durch die Bindungsenthalpie am Beispiel der Rheinischen Kohle.

Tabelle 3.5: Integrale Bindungsenthalpien Rheinischer Kohle (Beispiele)

w vor Trocknung [%]	w nach Trocknung [%]	$\int_{w_1}^{w_2} h_{B,differentiell} dw$ [kJ/kg H ₂ O]	in [%] von r (bei 1,1 bar)
56	19	29,1	1,3
56	12	87,6	3,9
56	5	162,9	7,2
19	12	396,8	17,6

Wahl u. Frankes [125] deutlich höhere Werte für Niederlausitzer Kohle weisen bei der Trocknung von 56 auf 20 % bereits einen Gesamt-Energieanteil für die Bindungsenthalpie von 6 % aus.

In den Messungen von Höhne [48] [63] mit Lausitzer Kohle der Körnung 0-2 mm an der BTU Cottbus konnten für übliche Restwassergehalte hingegen deutlich niedrigere Werte ermittelt werden, siehe nachstehende Abbildung:

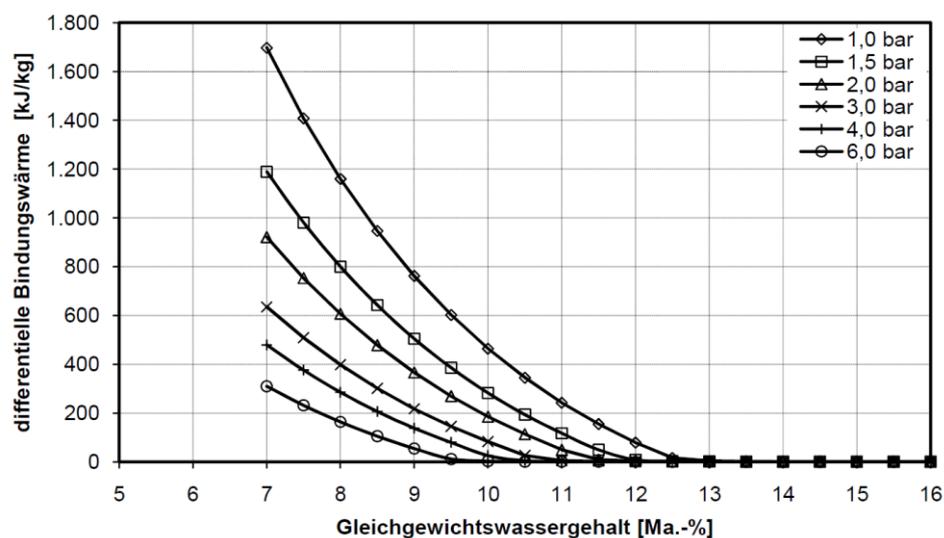


Abb. 3.12: Differentielle Bindungsenthalpie über Gleichgewichtswassergehalt für Lausitzer Kohle [48] [63]

Bis zur Trocknung auf 13 % Wassergehalt wurde keine messbare Bindungsenthalpie nachgewiesen. Angestrebte Wassergehalte von ca. 12 % sind demnach praktisch ohne zusätzlich für die Bindungswärme zu kalkulierenden Energieaufwand erreichbar.

3.1.4.2 Ergänzende Betrachtungen zur Bindungsenthalpie

Ausgehend von der Literaturrecherche und den Messungen nach Abb. 3.10 und Abb. 3.12 ist davon auszugehen, dass folgende Variablen Einfluss auf Desorptionsisobaren und Bindungsenthalpie haben:

- Herkunft u. Zusammensetzung der Kohle
- Korngröße bei Einzelpartikeln bzw. Korngrößenverteilung
- Druckstufe bzw. Temperatur bei (D)DWT

Daraus folgt auch bei sonst gleichen Parametern eine unterschiedliche Bindungsenthalpie für Grobkorn und Feinkorn. Da sich bei einer Halbierung des Korndurchmessers die mittlere Kapillarstrecke des Wassers ungefähr halbiert, bei doppeltem Oberfläche/Volumen-Verhältnis, ist diese Vermutung plausibel.

3.2 Strömungstechnische Grundlagen der DampfWirbelschicht-Trocknung

3.2.1 Wirbelschicht und Fluidisierungszustände

Eine Wirbelschicht ist eine Feststoffschüttung (hier: Braunkohle), die durch eine aufwärtsgerichtete Fluidströmung (Gas und/oder Flüssigkeit, hier: Wasserdampf bzw. Stickstoff bei den Kaltmodellen) fluidisiert wird. Der Feststoff besitzt im Wirbelzustand flüssigkeitsähnliche Eigenschaften. Die Entdeckung der Wirbelschicht wird Winkler beim Bau eines Reaktors zur Kohlevergasung zugeschrieben, welcher 1922 patentiert wurde [128].

Die Geschwindigkeit des Fluidisierungsmediums im Wirbelschichtbehälter wird als Leerrohrgeschwindigkeit u_0 bezeichnet, bezogen auf den gedachten Querschnitt des leeren Rohres (beim Umströmen der Feststoffpartikel treten allerdings deutlich höhere Geschwindigkeiten auf).

Je nach Leerrohrgeschwindigkeit ergeben sich unterschiedliche Fluidisierungszustände wie in Abb. 3.13 dargestellt.

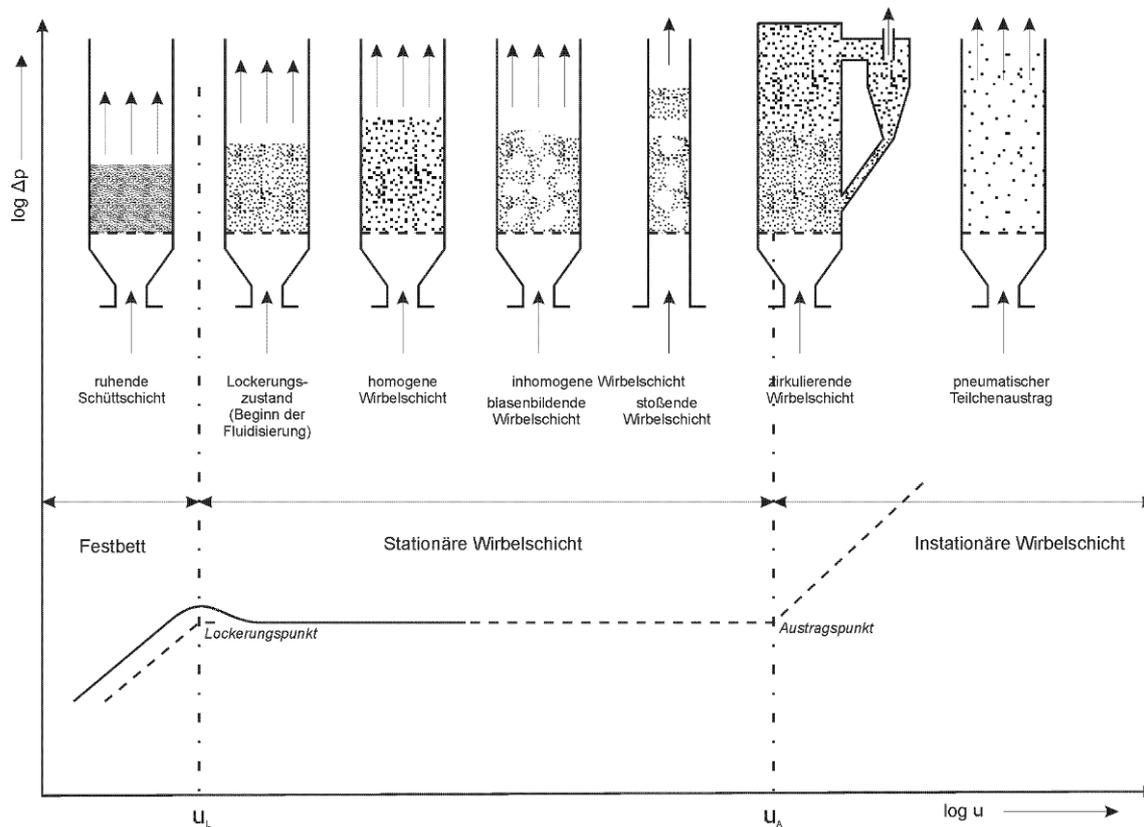


Abb. 3.13: Wirbelschicht-Zustände (adaptiert nach [129])

Somit ist zur Ausbildung einer Wirbelschicht eine Lockerungs-Leerrohrgeschwindigkeit $u_{mf} > 0$ (mf: minimum fluidization) notwendig. Bei Überschreitung der individuellen Austragsgeschwindigkeit u_A werden sukzessive Partikel der betreffenden Korngrößen ausgetragen.

Die gezeigten Ausprägungen der Wirbelschicht sind nicht für alle Korngrößen erreichbar. Während die zirkulierende Wirbelschicht häufig im Bereich von Vergasungs- oder Verbrennungsprozessen zu finden ist, stellt für die (D)DWT die blasenbildende, stationäre Wirbelschicht den relevanten Bereich dar.

Der Druckverlust Δp des Wirbelbettes bleibt im Existenzbereich der Wirbelschicht $u_{mf} < u < u_A$ annähernd konstant. Bei Braunkohle liegt dieser meist im Bereich 45-55 mbar/m Festbetthöhe, bzw. 30-45 mbar/m Wirbelschichthöhe, entsprechend der Gewichtskraft des Feststoffinventars.

Am Übergang von Fest- zu Wirbelbett kann durch anfängliche Verdichtung stärker ausgeprägte innerpartikuläre Haftkräfte eine Überhöhung des Druckverlustes auftreten, wie in Abb. 3.13 dargestellt. Wird der Lockerungspunkt jedoch aus dem fluidisierten Zustand kommend durchfahren, tritt diese Überhöhung nicht auf.

3.2.2 Porosität bzw. Hohlraumvolumenanteil

Die Porosität ε bezeichnet das Verhältnis von Zwischenkorn- bzw. Hohlraumvolumen zum Gesamtvolumen. Sie steigt mit zunehmender Expansion der Wirbelschicht.

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{Hohlraum}}}{V_{\text{ges}}} = 1 - \frac{V_{\text{Feststoff}}}{V_{\text{ges}}} \quad (3.13)$$

ε_{mf} ist die Porosität am Lockerungspunkt und wird in vielen Berechnungsformeln der Wirbelschichttechnik benutzt. Sie ist jedoch ohne exakte Kenntnis weiterer Stoffdaten nicht leicht zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Fluidisierungsversuche durchgeführt, bei denen der Lockerungspunkt aufgrund der Polydispersität der Wirbelschicht nicht eindeutig bestimmt werden konnte. In Kap. 5.1.1 wird auf Basis von Messdaten der Zusammenhang $\varepsilon = f(w)$ aufgezeigt und herausgearbeitet, mit welchem $\varepsilon_{\text{mf}} = f(w)$ gerechnet werden soll.

3.2.3 Lockerungspunkt

Zur Berechnung der Leerrohrgeschwindigkeit am Lockerungspunkt u_{mf} finden die dimensionslosen Kennzahlen nach Reynolds und die Archimedeszahl gemäß Gl. (2.2) Anwendung:

$$\text{Re}_{\text{mf}} = \frac{u_{\text{mf}} \cdot d_{\text{P}}}{\nu_{\text{F}}} \quad (3.14)$$

$$\text{Ar} = \frac{g \cdot d_{\text{P}}^3 \cdot (\rho_{\text{P}} - \rho_{\text{F}}) \cdot \rho_{\text{F}}}{\eta_{\text{F}}^2} \quad (3.15)$$

$$\text{Eu} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\rho_{\text{P}} - \rho_{\text{F}}}{\rho_{\text{F}}} \cdot \frac{d_{\text{P}} \cdot g}{u^2} \cdot \varepsilon^2 \quad (3.16)$$

Molerus und Wirth [89] geben für u_{mf} einen relativ aufwändigen Ansatz an:

$$\text{Eu} = \frac{24}{\text{Re}_{\text{mf}}} \cdot \left\{ 1 + 0,341 \cdot \left[\frac{r_0}{\delta} + 0,5 \cdot \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^2 \right] \right\} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}_{\text{mf}}}} \left[1 + 0,07 \cdot \left(\frac{r_0}{\delta} \right)^{1,5} \right] + 0,4 + 0,907 \cdot \frac{r_0}{\delta} \cdot \text{Re}_{\text{mf}}^{-0,1} \quad (3.17)$$

mit dem charakteristischen Längenverhältnis

$$\frac{r_0}{\delta} = \left(\frac{0,9}{\sqrt[3]{1-\varepsilon}} - 1 \right)^{-1} \quad (3.18)$$

Basierend auf der Gleichung von Ergun [33] existieren mehrere Ansätze die zu nahezu identischen Ergebnissen führen. Stellvertretend für andere Autoren ([106] [129]) seien hier die verwandten Beziehungen nach Werther [126]

$$\text{Re}_{mf} = \sqrt{1840 \cdot \frac{(1-\varepsilon_{mf})^2}{\varphi^2} + 0,57 \cdot \varphi \cdot \varepsilon_{mf}^3 \cdot \text{Ar}} - 42,9 \cdot \frac{1-\varepsilon_{mf}}{\varphi} \quad (3.19)$$

und Martin [79]

$$\text{Re}_{mf} = \frac{u_{mf} \cdot d_p}{\nu_F} = 42,9 \cdot \frac{1-\varepsilon_{mf}}{\varphi} \cdot \left[\sqrt{1 + 3,214 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\varphi^3 \varepsilon_{mf}^3}{(1-\varepsilon_{mf})^2} \cdot \text{Ar}} - 1 \right] \quad (3.20)$$

aufgeführt, die beide sehr ähnliche Ergebnisse liefern.

In den Gl. (3.17) bis (3.20) ist der (mittlere) Korndurchmesser d_p nicht näher definiert. Lediglich in [129] wird explizit die Verwendung des Sauter-Durchmessers nahegelegt, allerdings ist gerade hier die beste Übereinstimmung mit Messwerten bei Verwendung des d_{50} zu beobachten, während die Verwendung des d_{32} große Abweichungen bewirkt.

Da Wirbelschichtprozesse im Allgemeinen, ebenso wie die (D)DWT-Trocknung und insbesondere die Feinkorntrocknung, nie direkt bei u_{mf} betrieben werden, ist es nicht zwingend erforderlich, u_{mf} mit höchster Genauigkeit vorherzusagen.

Interessant ist jedoch der Effekt, dass bei den stark polydispersen DDWT-Einsatzkohlen bei üblichen Betriebszuständen der grobe Kornanteil teilweise deutlich unterhalb dessen theoretischer (monodisperser) Lockerungsgeschwindigkeit fluidisiert wird. Dies wird ermöglicht durch die Impulsübertragung der feineren Partikel.

3.2.4 Austragspunkt

Der Austragspunkt $u_A = f(d_p)$ bezeichnet die Leerrohrgeschwindigkeit, ab der Partikel eines bestimmten Durchmessers aus einem Wirbelschichtbehälter konstanten

Querschnitts ausgetragen werden. Bei polydispersem Wirbelgut werden demnach bei steigender Fluidisierung zuerst die feinsten Fraktionen ausgetragen.

Für die (D)DWT ist eine gute Vorhersage von u_A wichtig, wenn der Staubaustrag aus der Wirbelschicht begrenzt werden soll. Allerdings existieren wiederum nur Gleichungen für monodisperse Systeme.

Nach Martin [79] errechnet sich die Austragsgeschwindigkeit für $\varphi = 1$ (d.h. kugelförmige Partikel) und $Ar < 2 \cdot 10^{10}$, also für den gesamten Bereich der (D)DWT-relevanten Korngrößen nach (3.21) bzw. (3.22), je nachdem welcher Wert größer ist.

$$Re_A = 18 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{1}{9} \sqrt{Ar}} - 1 \right)^2 \quad (Ar < 2 \cdot 10^{10}) \quad (3.21)$$

$$Re_A \approx \sqrt{\frac{4}{3} Ar} \quad (3.22)$$

Kunii und Levenspiel [68] geben dagegen folgende experimentelle Beziehung für die Sinkgeschwindigkeit an, unter Berücksichtigung des Formfaktors:

$$u_A = \left(\frac{18}{Ar^{2/3}} + \frac{2,335 - 1,744 \cdot \varphi}{Ar^{1/6}} \right)^{-1} \quad 0,5 < \varphi < 1 \quad (3.23)$$

Beide Autoren setzen die Austragsgeschwindigkeit gleich der (modifizierten) Sinkgeschwindigkeit. Werther dagegen berichtet, dass Partikel unter Umständen in Wirbelschichten verbleiben, deren Leerrohrgeschwindigkeit höher als die Sinkgeschwindigkeit des Korns ist [126].

Ein Vergleich der Lockerungsgeschwindigkeit nach Werther [126], Gl. (3.19) mit den Austragsgeschwindigkeiten nach Gl. (3.21) - (3.23) ist in Abb. 3.14 für Wasserdampf bei 1,1 bar dargestellt.

Dabei erscheint (3.22) eher unplausibel, während (3.21) und (3.23) gute Übereinstimmung aufweisen.

Beispiel: In einer Wirbelschicht mit theoretischen Braunkohle-Kugeln von 1 mm Durchmesser ist eine Lockerungsgeschwindigkeit von 0,48 m/s erforderlich. Würde dies unverändert für polydisperse Real-Kohle gelten, so wäre theoretisch mit einem Austrag der darin enthaltenen Feinstfraktionen bis 100 μm zu rechnen.

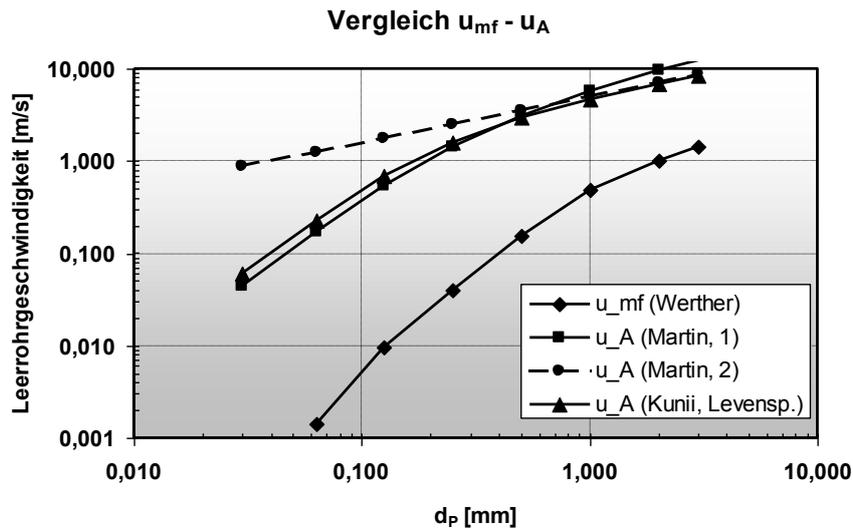


Abb. 3.14: Vergleich von Lockerungs- und Leerrohrgeschwindigkeit für Braunkohle in Wasserdampf, 1,1 bar

Der tatsächliche Austrag in einem realen Wirbelschichtreaktor ist neben Partikeldurchmesser und Leerrohrgeschwindigkeit auch abhängig von Bettdurchmesser, Schichthöhe, Freiraumhöhe und dem Vorhandensein von Einbauten. Demmich hat in [24] ein umfassendes Modell zur Berechnung des Austrags in Wirbelschichten erstellt.

3.2.5 Einordnung nach Geldart

In Abhängigkeit von Partikelgröße sowie Feststoff- und Gasdichte ergeben sich unterschiedliche Verhaltensweisen der Partikel in der Wirbelschicht. Geldart [42] hat durch Auswertung von zahlreichen eigenen und fremden Messungen und Beobachtungen eine sehr nützliche Einteilung des Erscheinungsbildes einer Wirbelschicht in vier Gruppen vorgenommen. Abb. 3.15 zeigt diese mit Gültigkeit für Luft als Fluidisierungsgas und atmosphärischen Druck.

Gruppe D: grobe und/oder schwere Partikel, schwer fluidisierbar; häufig Kanalbildung oder stoßendes Verhalten durch platzende, große Blasen;

Gruppe B: sand-ähnliche, häufig schwere Partikel; gut fluidisierbar, starke Blasenbildung; Blasenbildung bereits am Lockerungspunkt, große Blasendurchmesser;

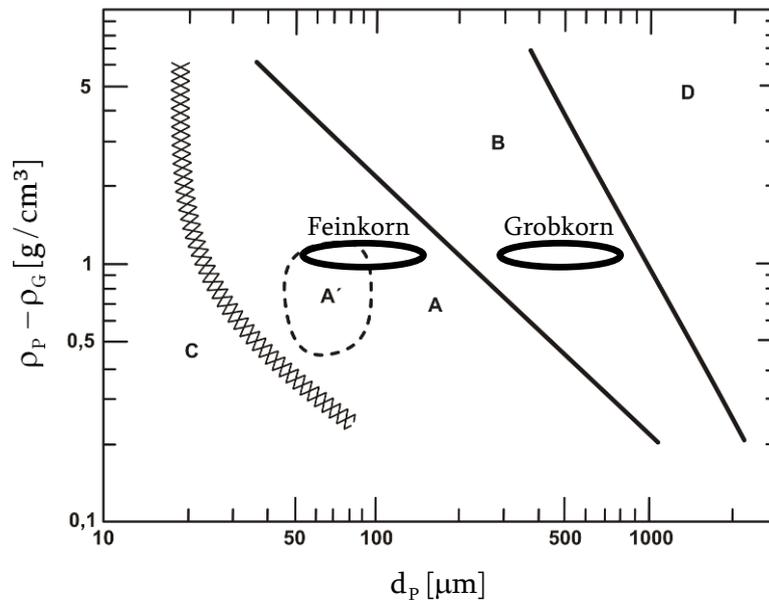


Abb. 3.15: Klassifizierung der Wirbelgüter nach Geldart (nach [68])

Gruppe A: kleine und/oder leichte Partikel, leicht fluidisierbar; am Lockerungspunkt ohne Blasenbildung, homogene Wirbelschicht bei geringen Geschwindigkeiten, kontrollierte Bildung kleiner Blasen bei Geschwindigkeiten deutlich oberhalb des Lockerungspunktes; A' bezeichnet den in der Wirbelschichttechnik wohl häufigsten Vertreter dieser Gruppe, FCC-Katalysatoren;

Gruppe C: sehr kleine und/oder kohäsive Partikel, bei Braunkohle $< 25 \mu\text{m}$; ohne z.B. Rührwerk sehr schwer fluidisierbar, da innerpartikuläre Haftkräfte überwiegen;

Die für das (D)DWT-Verfahren relevanten Korngrößen („Feinkorn“) sowie Grobkorn sind in Abb. 3.15 als durchgehend umrandete Bereiche anhand ihres mittleren Durchmessers d_{32} kenntlich gemacht. Demnach ist Grobkorn zur Gruppe B zu zählen, während Feinkorn im sehr gut fluidisierbaren Bereich der Gruppe A liegt.

Die Einteilung nach Geldart ist jedoch nur für weitgehend monodisperse und trockene Wirbelgüter gültig. Tatsächlich liegen bei Grob- und Feinkorn jedoch derart breite Korngrößenverteilungen vor, dass jeweils Körnungen aller 4 Gruppen gleichzeitig vertreten sind, siehe auch Abb. 3.4. Für solche stark polydispersen Wirbelgüter existiert keine allgemeingültige Beschreibung der Wirbeleigenschaften (eine nähere Beschreibung des tatsächlichen Wirbelverhaltens wird in Kap. 3.2.9 und 3.2.10 gegeben).

Vorwegnehmend sei ergänzt, dass die Anteile $< 25 \mu\text{m}$ und $> 1 \text{ mm}$ bei Feinkorn sich nicht nachteilig auf die Fluidisierungseigenschaften auswirken, da sie in der polydispersen Kohle gut durchmischt werden.

3.2.6 Einordnung nach Reh

Reh [105] hat ein Wirbelschicht-Zustandsdiagramm entwickelt, in dem insgesamt vier dimensionslose Kennzahlen zum Einsatz kommen. Auf der Ordinate wird eine modifizierte Froude-Zahl Fr^* aufgetragen, auf der Abszisse die Partikel-Reynoldszahl. Sind ρ_F , ρ_P , η_F , d_P und u_{mf} bekannt, dann kann der Punkt oder der Bereich des zu Grunde liegenden Wirbelschichtsystems in das Diagramm nach Abb. 3.16 eingetragen werden. Reh empfiehlt ausdrücklich den d_{50} als mittleren Durchmesser für polydisperse Systeme.

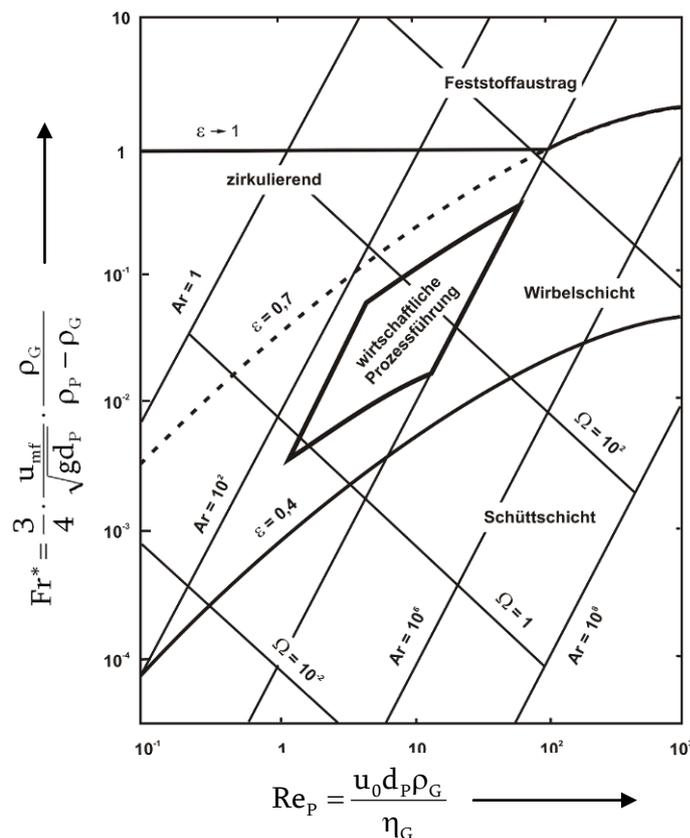


Abb. 3.16: Reh-Diagramm zur Einordnung von Wirbelschichtzuständen (nach [106])

Die beiden anderen Kennzahlen Ar und Ω erlauben, den Bereich möglicher Änderungen an den Parametern d_p und u_0 zu verfolgen, da jeweils eine der Kennzahlen von einem Parameter unabhängig ist. Die Linien konstanter Ω -Werte zeigen die Änderung bei größeren (nach unten) oder kleineren (nach oben) Korndurchmessern bei

konstantem u_0 , während die Ar-Linien eine Verringerung (nach unten) bzw. Erhöhung der Leerrohrgeschwindigkeit anzeigen.

3.2.7 Blasenbildung und -einfluss

Die Entstehung, Größe und Geschwindigkeit der Blasen in der Wirbelschicht ist u. a. abhängig vom Partikeldurchmesser (siehe Geldart-Diagramm Abb. 3.15) sowie der Leerrohrgeschwindigkeit u_0 bzw. der sogenannten Überschuss-Gasgeschwindigkeit ($u_0 - u_{mf}$). Während in der Literatur vielfältigste Untersuchungen zu Entstehung, Form, Ausbreitung, Wachstum, Bewegung, Geschwindigkeit, Auswirkungen und Zerfall von Blasen in Wirbelschichten existieren, soll sich dieser Abschnitt auf die für das (D)DWT-Verfahren relevantesten Bereiche konzentrieren: die Bildung von Blasen und Ihre Funktion für Durchmischung und Wärmeübergang in der Wirbelschicht.

Wirbelschichtzustände lassen sich sinnvoll in homogen und heterogen einteilen. Homogen bedeutet nach Brandt [16] eine gleichmäßige Feststoffverteilung über die gesamte Höhe. Heterogen beinhaltet dagegen die deutliche Ausbildung von Blasen (und deren Wachstum). Brandt hat für eine 0-4 mm Kohle festgestellt, dass mit steigender Füllhöhe im Wirbelschicht-Zylinder der Bereich heterogener Fluidisierung bei immer niedrigeren Geschwindigkeiten beginnt. So setzt bereits bei 50 mm Ursprungshöhe der heterogene Bereich schon knapp oberhalb des Lockerungspunktes ein. Technisch relevant im (D)DWT-Verfahren sind Betthöhen von 2 m und mehr, so dass in Verbindung mit den relevanten Korngrößen von überwiegend heterogenen, also blasenbildenden Wirbelschichten auszugehen ist.

Abb. 3.17 zeigt exemplarisch die Entstehung, das Wachstum durch Koaleszenz sowie Hauptströmungsrichtungen von Blasen. In Abhängigkeit vom Gefäß-Durchmesser stellen sich eine oder mehrere Hauptströmungsrichtungen ein. Bei engen (Labor-) Wirbelschichten steigen die Blasen überwiegend mittig auf, bei breiteren Wirbelschichten bilden sich zwei (wie in Abb. 3.17), bei noch breiteren auch mehrere Hauptachsen aus. Gut zu sehen ist die zeichnerisch angedeutete Sogwirkung jeder einzelnen Blase. Aufsteigende Blasenströmung erzeugt folglich eine ortsgleiche aufsteigende Feststoffströmung, außerhalb der Blasenströmung sinkt die Feststoffphase wieder ab.

Die an sich turbulente Feststoffbewegung bei $u > u_{mf}$ ist somit durch eine Umwälzung überlagert, die wesentlich zur sehr guten Feststoffdurchmischung beiträgt, eines der Hauptmerkmale der Wirbelschicht.

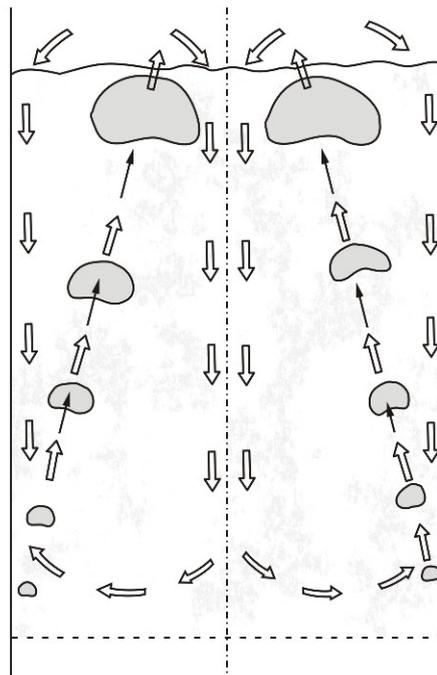


Abb. 3.17: Blasenwachstum und Feststoffdurchmischung, beispielhaft (nach [68])

Bezüglich des Wärmeübergangs an Tauchheizflächen wirken in blasenbildenden Wirbelschichten unterschiedliche Mechanismen. Die größten Anteile am Wärmeübergang haben der partikelkonvektive und der gaskonvektive Wärmeübergang. Je mehr und je größere Blasen in Wirbelschichten aufsteigen, desto höher der Zeit- und Flächenanteil, während dessen Tauchheizflächen teilweise von Blasen umgeben sind, und nicht von einer Fluid-Feststoff-Phase. Insbesondere bei Feinkorn-Wirbelschichten mit hohem partikelkonvektivem Wärmeübergang führt eine höhere Fluidisierung mit höherem Blasenanteil zu einer Reduktion des Gesamt-Wärmeübergangs. So wird in [20] der Zeitanteil des Blasenkontaktes am Heizrohr explizit von der Partikelkonvektion abgezogen. Ungebremstes Blasenwachstum über die Höhe der Wirbelschicht verringert demnach den Wärmeübergang.

Werther [126] und andere berichten, dass Einbauten in der Wirbelschicht (z.B. Rohrbündel), ein Feinstkornanteil $< 40 \mu\text{m}$ sowie erhöhter Systemdruck das Blasenwachstum begrenzen, so dass eine gewisse Maximalgröße des Blasendurchmessers nicht überschritten wird. Alle drei Mechanismen sind beim (D)DWT-Verfahren gegeben bzw. möglich.

Gemäß Burschka [19] führt eine Drucksteigerung zu kleineren Blasen und homogeneren Wirbelschichten, aber auch zu verringerter Blasenauftiegschwindigkeit.

3.2.8 Aspekte zum Düsenboden

Jede Wirbelschicht wird nach unten durch einen Gasverteiler begrenzt. Im Labormaßstab werden hierfür häufig poröse Platten oder Lochplatten eingesetzt, da sie eine sehr gleichmäßige Gasverteilung ermöglichen, einhergehend mit einem relativ hohen Druckverlust.

Da jeder (D)DWT-Trockner einen unteren Austrag haben sollte⁶, muss der Gasverteiler hier neben seiner eigentlichen Aufgabe der gleichmäßigen Verteilung von Fluidisierungsdampf auch eine möglichst störungsfreie Durchlässigkeit für die getrocknete Kohle in Richtung Austrag gewährleisten. In der Regel wird als Anströmboden ein Düsenboden eingesetzt, genauer ein Glockenboden (Pilzform). Dadurch wird verhindert, dass Kohle rückwärts in die Düsen gelangt. Eine Anordnung auf Rohrsträngen ermöglicht einen Austrag durch die Zwischenräume des Düsenbodens hindurch.

In der Literatur herrscht Einigkeit (z.B. [65] [126]), dass im unteren Wirbelschichtbereich der Anströmboden die Gasverteilung und damit auch Blasengröße und -verteilung sowie die Durchmischung beeinflusst. Ab einer gewissen Höhe ist kein Einfluss mehr feststellbar, es bilden sich in Abhängigkeit von Körnung, Fluidisierung und ggf. Einbauten die typischen Blasen- und Strömungsprofile.

Zur gleichmäßigen Gasverteilung wird ein Mindest-Druckverlust über den Anströmboden (hier: Düsenboden DB) benötigt, welcher ins Verhältnis zum Bett-Druckverlust $\Delta p_{DB} = n \cdot \Delta p_{WS}$ gesetzt wird. Werther [126] gibt für n den Faktor 0,1-0,3 an, Kunii und Levenspiel [68] gehen von 0,15-0,4 aus. Die Ingenieure der DWT-Versuchsanlagen in Zeithain und Borna geben den Faktor 0,15 an [123].

Interessant sind in diesem Zusammenhang die Ergebnisse von Brandt [16]. Er weist auf einen deutlichen Zusammenhang zwischen dem zur Ausbildung einer Wirbelschicht erforderlichem Druckverlust des Anströmbodens und der Korngröße hin. So erfordern größere Partikel einen höheren Druckverlust über dem Düsenboden, während bei Feinkorn der erforderliche Druckverlust gegen Null geht.

Die konstruktive Auslegung des Druckverlustes kann in der Praxis nur auf eine bestimmte Leerrohrgeschwindigkeit erfolgen. Höhere Fluidisierung ist – je nach Verdichterleistung – jederzeit möglich, führt jedoch zu überproportionalem Druckverlust und damit Strombedarf. Bei niedrigeren Geschwindigkeiten besteht die Gefahr ungleichmäßiger Fluidisierung im unteren Bereich durch zu geringen Druckverlust über Düsenboden.

⁶ Ein unterer (Teil-)Austrag verhindert die Ansammlung von schwer fluidisierbarer grobstückiger Kohle und ggf. enthaltenen Fremdstoffen.

Je größer die Grundfläche der Wirbelschicht, desto mehr Sorgfalt sollte auf eine gleichmäßige Gasverteilung gelegt werden.

3.2.9 Feststoffdurchmischung und Verweilzeitverhalten

Reine Wirbelschichten weisen einen guten Wärme- und Stoffübergang auf, sie sind quasi isotherm und ideal durchmischt. Wie bereits erwähnt, sind im Wesentlichen aufsteigende Blasen für die sehr gute vertikale Durchmischung des Wirbelbetts verantwortlich. Pell [102] berichtet, dass die radiale Durchmischung, d.h. horizontal vom Rand zur Mitte und umgekehrt, nur etwa 10 % der vertikalen beträgt. Dies wird durch Kunii und Levenspiel [68] bestätigt, mit dem Hinweis auf spürbaren Anstieg der Horizontalmischung bei Vergrößerung des Bettdurchmessers.

Die Feststoffdurchmischung ist lt. Pell abhängig von der Korngröße. Erhöhter Feinanteil führt demnach zu geringerer Durchmischung. Darüber hinaus führen horizontale Einbauten wie Rohrbündel je nach Anordnungsdichte zu einer Einschränkung der vertikalen Durchmischung. Kunii und Levenspiel [68] berichten von einer Reduzierung der vertikalen Feststoffgeschwindigkeit durch (dichte) horizontale Rohrbündel um über 90 %.

Wird statt monodispersen stark polydisperses Wirbelgut wie z.B. Braunkohle als 0-6 mm Aufmahlung verwendet, ist aufgrund der stark unterschiedlichen Korndurchmesser und der weiten Bandbreite über drei Geldart-Gruppen (A, B, D) mit Entmischungserscheinungen zu rechnen. In diesem Fall partizipieren gröbere Fraktionen – abhängig von der Leerrohrgeschwindigkeit – nur teilweise am beschriebenen Feststoffumlauf und reichern sich stattdessen bevorzugt im unteren Teil der Wirbelschicht an. Wird als Gegenmaßnahme der Fluidisierungsstrom weiter erhöht, verursacht dies einen verstärkten Austrag der feinsten Fraktionen.

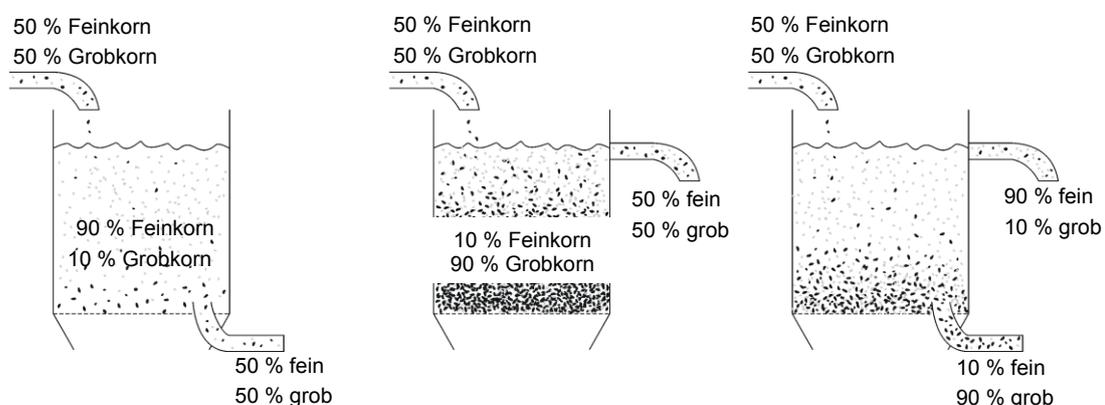


Abb. 3.18: Entmischung und Fraktionsanreicherung bei polydisperser Feststoff, in Abhängigkeit von der Austragshöhe (nach [68], modifiziert)

Abb. 3.18 zeigt Entmischung in Kombination mit verschiedenen Austragsvarianten. Die Austragskörnung muss unter Nichtberücksichtigung von Schrumpfung und Abrieb immer der Eingangskörnung entsprechen. Bei unterem Austrag (Abb. 3.18, links) bildet sich durch Entmischung nur eine niedrige abgesetzte Zone aus, aus der abgesetztes Grobkorn relativ rasch ausgetragen wird. Umgekehrt die Verhältnisse bei oberem Austrag (mittig), wo sich einmal abgesetztes Grobkorn sehr lange in der Wirbelschicht aufhält und somit ein grobkornreiches Bett entsteht. Ein Ausgleich dieser Extreme ist mit kombiniertem Austrag (Abb. 3.18, rechts) möglich, wobei jedes beliebige Austragsverhältnis einstellbar ist.

Dies führt direkt zur für den Trocknungsprozess bedeutenden Frage nach der Verweilzeit bzw. Verweilzeitverteilung der Kohle im Trockner.

In Wirbelschichten ohne Entmischung und unter Ausblendung der verzögernden Effekte durch eingebaute Tauchheizflächen ergibt sich in erster Näherung die Verweilzeitverteilung eines idealen Rührkessels.

Entgegen häufig getroffenen Annahmen befindet sich eine kontinuierlich betriebene (D)DWT-Wirbelschicht (ohne Entmischung) somit nicht in einem linear vom Eintrag zum Austrag verlaufenden Trocknungsprozess. Vielmehr ist der Wassergehalt des gesamten Wirbelbettes bereits sehr nahe am Endwassergehalt zzgl. eventueller Nachverdampfung. Das Bettmaterial besteht demnach überwiegend aus Trockenkohle.

Unter der Annahme, dass das Wirbelgut näherungsweise aus TBK bei Endfeuchte besteht, ergibt sich die mittlere Verweilzeit für kontinuierlichen Betrieb nach (3.24).

$$\bar{\tau} = \frac{V_{\text{WS}}}{\dot{m}_{\text{TBK}} \cdot \rho_{\text{Schütt, TBK}}} \quad (3.24)$$

Bei kontinuierlichem Ein- und Austrag errechnet sich die Verweilzeit-Summenfunktion $F(t)$ als Sprungantwort für einen idealen Rührkessel nach (3.25).

$$F(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\bar{\tau}}\right) \quad (3.25)$$

Die Sprungantwort eines solchen Rührkessels, sowie von zwei bzw. drei Rührkesseln in Serienschaltung ist in Abb. 3.19 dargestellt.

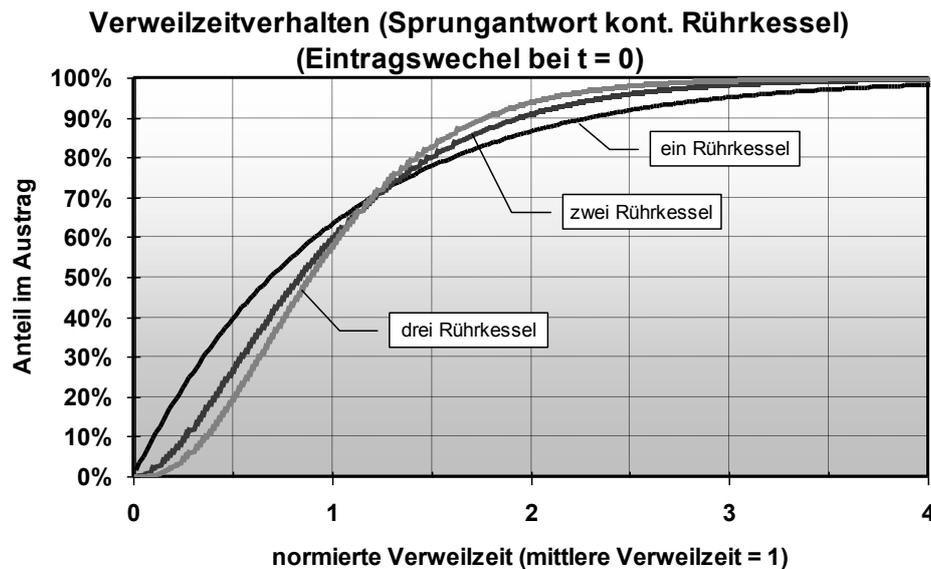


Abb. 3.19: Verweilzeitverhalten / Sprungantwort auf Wechsel Eintragsgut in Rührkessel(kaskade)

Man erkennt deutlich die Wirkung der Reihenschaltung in Bezug auf eine Homogenisierung der Verweilzeit. Ob diese Vergleichmäßigung für die (D)DWT-Anwendung sinnvoll ist, hängt vom Trocknungszeitbedarf, d.h. von den Trocknungsparametern und vor allem von der Korngröße ab.

In der Realität wird das Rührkessel-Verweilzeitverhalten einer (D)DWT-Wirbelschicht durch die nicht ideale Durchmischung in der Wirbelschicht sowie den üblichen Austragskonus unterhalb des Düsenbodens (linearer Durchfluss) verändert, d.h. von Anteilen einer Propfenströmung überlagert.

In Messungen von Brandt [16] an einer relativ niedrigen Wirbelschicht wird Abb. 3.19 (ein Rührkessel) sehr gut bestätigt, sowohl im Gesamtverlauf als auch in Bezug auf die sehr geringe Totzeit bis zum ersten Austrag. Bei hohen Wirbelschichten mit dichten Rohrbündel-Einbauten resultieren stärkere Abweichungen vom idealen Rührkessel.

In Wirbelschichten mit Entmischung ist die Verweilzeitverteilung abhängig von der Korngröße und Höhe des Austrages, analog Abb. 3.18. Entmischte Fraktionen bei unterem Austrag zeigen eher eine Verweilzeitverteilung des Rohrreaktors, was für den Trocknungsprozess an sich vorteilhaft ist. Bei ausschließlich unterem Austrag ist die absolute Verweilzeit der entmischten Phase jedoch deutlich kürzer als die der feineren Fraktionen.

Der offensichtlich längeren erforderlichen Trocknungsdauer von größeren Partikeln steht im Falle der Entmischung die kürzere Verweilzeit nachteilig entgegen. Die

Trocknungsdauer steigt nach [123] mit dem Quadrat des Korndurchmessers ($\tau_{\text{Bedarf}} \sim d_p^2$). Wird die notwendige Trocknungsdauer unterschritten, so werden die groben Partikel nicht vollständig getrocknet, mit der Folge unterschiedlicher Fraktionswassergehalte und Ineffizienz des Trockners bezüglich des mittleren Endwassergehaltes.

3.2.10 Zusätzliche Vorgänge in realen (D)DWT-Wirbelschichten

Die idealisierte Darstellung der möglichen Ausprägung einer Wirbelschicht nach Abb. 3.13 ist für monodisperse Wirbelgüter gedacht. Durch die bei stark polydispersen Wirbelgütern (z.B. Kornspektrum über mehr als eine Geldart-Gruppe) klassierende Wirkung einer Wirbelschicht kommt es zur Ausbildung von unterschiedlichen Zonen, abhängig von Leerrohrgeschwindigkeit und Betthöhe. Beispielhaft verdeutlicht dies Abb. 3.20, basierend auf eigenen Untersuchungen von 0-6,3 mm Grobkorn. Hauptmerkmale sind die oben beginnende Fluidisierung (Anreicherung feiner Partikel im oberen Bereich bzw. Ansammlung von Grobpartikeln unten) sowie der weite Bereich zwischen beginnender („mf“) und vollständiger („cf“ – complete fluidization) Fluidisierung.

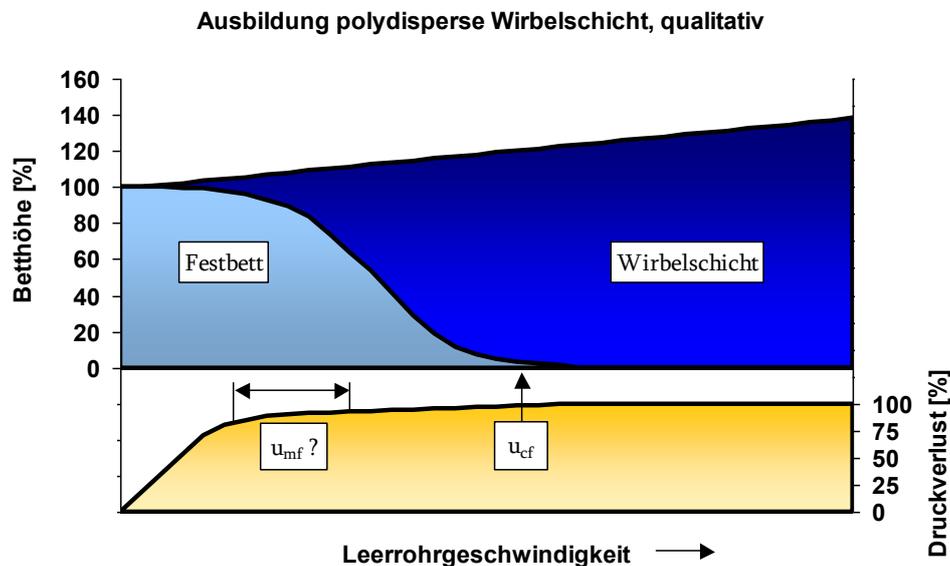


Abb. 3.20: Ausbildung einer polydispersen Wirbelschicht (qualitativ)

Wird die Austragsgeschwindigkeit u_A des Wirbelgutes oder von einzelnen Fraktionen überschritten, so erfolgt keineswegs ein sofortiger Austrag aus der Wirbelschicht. Die turbulenten Strömungsverhältnisse und die permanente Rückmischung verzögern diesen Vorgang erheblich. Eine nach Siebanalyse vollständige Trennung von Fraktionen wird

während der im (D)DWT-Bereich üblichen Verweilzeiten weder durch Entmischung noch durch Austrag erreicht.

Die deutliche Entmischung bei Grobkorn führt zu ungleichen Fraktionswassergehalten, wie die Messwerte aus der DWT-Anlage Borna in Tabelle 3.6 zeigen (die separat erfassten ca. 14 % Zyklonstaub sind nicht enthalten).

Tabelle 3.6: Fraktionswassergehalte bei Grobkorn, $\bar{\tau}$ ca. 2 h, \bar{w} = 18,1 %, aus [123]

Fraktion [mm]	Massenanteil [%]	Wassergehalt [%]
> 6,3	3,1	36,7
4,0 – 6,3	9,8	27,5
3,15 – 4,0	8,2	20,7
2,0 – 3,15	17,2	17,6
1,0 – 2,0	27,4	15,6
0,5 - 1,0	20,4	14,6
0,25 – 0,5	9,8	14,2
< 0,25	4,1	14,9

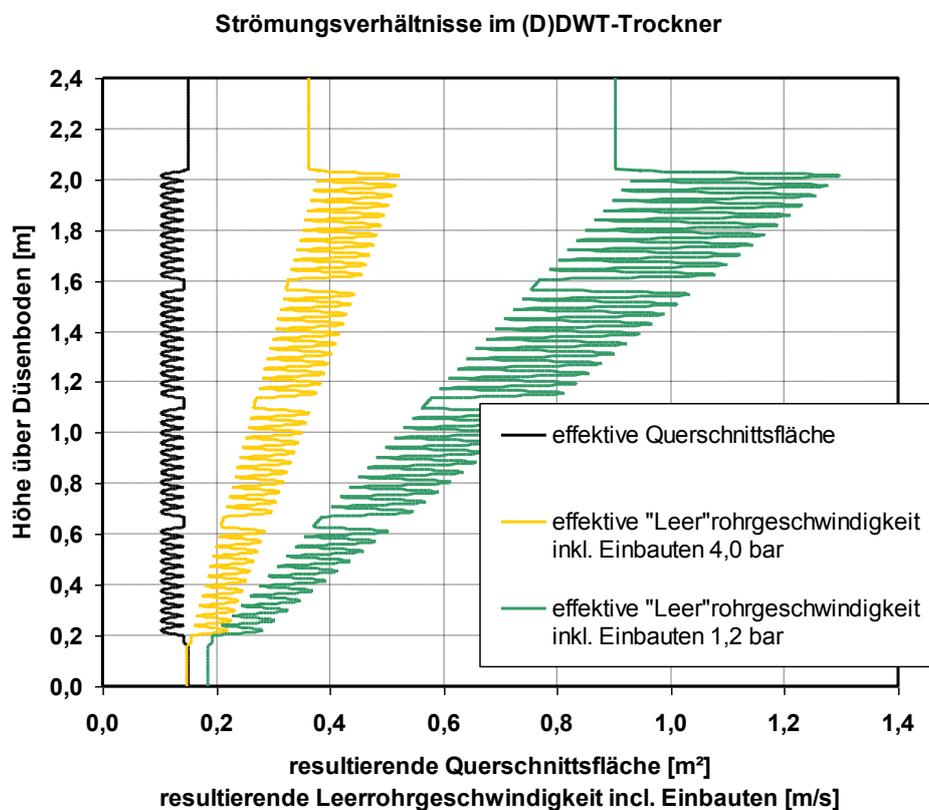


Abb. 3.21: Idealisierte Strömungsverhältnisse bei 250 kg/h Wasserverdampfung im (D)DWT-Versuchstrockner der BTU mit 0,15 m² WS-Grundfläche für 1,2 und 4,0 bar abs. Systemdruck

Abb. 3.21 zeigt die Zunahme der Dampfgeschwindigkeit (Fluidisierungsdampf plus Brüden) aufgrund der Wasserverdampfung, ergänzt um die Querschnittverengung durch horizontale Tauchheizflächenbündel (basierend auf der Geometrie der DDWT-Versuchsanlage der BTU, technische Daten siehe Kap. 4.5). Dabei wurde auch berücksichtigt, dass bei 4,0 bar ein geringeres $u_{mf,unten}$ notwendig ist, gemäß Gl. (3.20).

Man erkennt deutlich die homogenere Geschwindigkeitsverteilung aufgrund der höheren Dampfdichte bei 4,0 bar. Bei gleicher WVL und Geometrie sind also mit steigendem Trockner-Systemdruck eine gleichmäßigere fluidisierbare Wirbelschicht sowie ein wesentlich geringerer Partikelaustrag zu erzielen.

In den Erläuterungen zur Desorptionsisobare in Abb. 3.7 wurde bereits auf den Zusammenhang zwischen Trocknungs- bzw. Wirbelschichttemperatur und dem erzielbaren Endwassergehalt der TBK hingewiesen. Die dort gezeigten Temperaturen sind für die Dampf(wirbelschicht)trocknung bei 1,1 bar und für die aufgeführten Kohlesorten gültig. Um diesen Zusammenhang auch für andere Druckstufen der (D)DWT beschreiben zu können, wird hier die Größe der Überhitzung $\Delta\vartheta$ eingeführt, also die Differenz aus der Wirbelschicht- bzw. Wirbelguttemperatur und der zum Trocknersystemdruck gehörenden Sattedampftemperatur $t_{S, System}$:

$$\Delta\vartheta = t_{ws} - t_{S, System} \quad (3.26)$$

Aus den Ergebnissen der DWT-Anlagen Zeithain und Borna [123] wurde folgendes Polynom zur Ermittlung von $\Delta\vartheta$ abgeleitet:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\vartheta = & -0,0000325896 \cdot w^5 + 0,00312947 \cdot w^4 \\ & - 0,119583 \cdot w^3 + 2,299202 \cdot w^2 \\ & - 23,00073 \cdot w + 105,24825 \end{aligned} \right\} \text{für } 3 \% < w_{end} < 29 \% \quad (3.27)$$

$$\Delta\vartheta = 0 \quad \text{für } w_{end} \geq 30\%$$

Dabei wird eine ausreichend lange Verweilzeit zum Erreichen des Gleichgewichtszustandes vorausgesetzt. Die Überhitzung wird hier näherungsweise als druckunabhängig angenommen.

Von Höhne [48] [63] wurde kürzlich folgende, den Druckeinfluss berücksichtigende Korrelation für Lausitzer Kohle entwickelt, siehe auch Abb. 3.12:

$$w_{\text{TBK}} = K_1 + K_2 \cdot \ln(p \cdot 10^5) + K_3 \cdot \Delta\vartheta^m + \frac{K_4}{\Delta\vartheta^n} \quad \text{mit} \quad (3.28)$$

$$K_1 = 31,974 \quad K_2 = -1,663 \quad K_3 = -1,656 \quad K_4 = 4,162 \cdot 10^{-4}$$

$$m = 0,4507 \quad n = 2,164$$

Die treibende Temperaturdifferenz zwischen Heizdampf-Kondensationstemperatur und der Wirbelschicht ist ΔT . Abb. 3.22 zeigt das Zusammenwirken der vier wesentlichen Temperaturen ($t_{\text{S, System}}$, $t_{\text{S, HD}}$) und Temperaturdifferenzen ($\Delta\vartheta$, ΔT) in einem (D)DWT-Trockner:

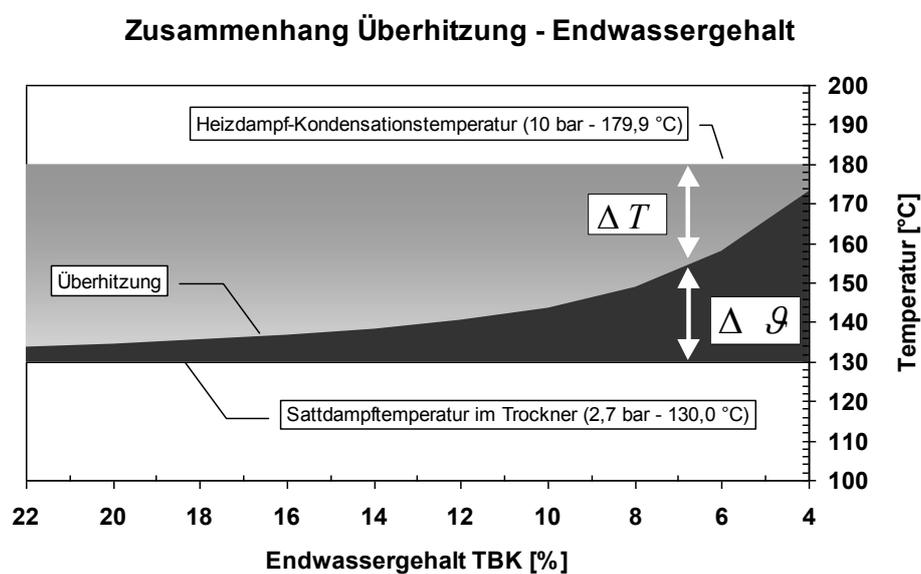


Abb. 3.22: Zusammenhang Überhitzung – Endwassergehalt (beispielhaft für 2,7 bar Trocknerdruck bei konstanten 10 bar Heizdampfdruck), gemäß Gl. (3.27)

Man kann sich in einem kontinuierlich betriebenen (D)DWT-Trockner den Momentan-Wassergehalt und die WS-Temperatur als Gleichgewicht aus Energieeintrag und Wasserverdampfung vorstellen. Letztere wird über den Rohkohleeintrag kontinuierlich gehalten. Bei Reduzierung des Energie/Rohkohle-Verhältnisses bildet sich ein neues Gleichgewicht bei höherem Wassergehalt und geringerer Überhitzung, bei Erhöhung findet eine intensivere Trocknung entlang der Desorptionsisobare statt.

Der gewünschte Endwassergehalt hat einen unmittelbaren Einfluss auf die Wasserverdampfungsleistung eines (D)DWT-Trockners, da bei gegebenen Parametern Heizfläche und Heizdampf der Wärmeeintrag in die Wirbelschicht durch

$$\dot{Q}_{\text{ein}} = k \cdot A \cdot \Delta T \quad (3.29)$$

festgelegt wird. k ist dabei der Wärmedurchgangskoeffizient. Aus Abb. 3.22 wird ersichtlich, dass bei sinkendem Endwassergehalt durch die Überhitzung $\Delta\theta$ das ΔT und damit auch \dot{Q} überaus stark zurückgeht. Aus Gleichung (3.11) wird ersichtlich, welche Einzel-Wärmeströme für die Trocknung benötigt werden. Es zeigt sich, dass mit sinkendem ΔT die Wasserverdampfungsleistung eines (D)DWT-Trockners beinahe direkt proportional abnimmt, da $r \neq f(w_{\text{end}})$. Die Proportionalität wird lediglich durch den Einfluss von $h_B = f(w_{\text{end}})$ etwas verfälscht.

3.3 Theorie zur Wärmeübertragung Heizrohr-Wirbelschicht

3.3.1 Wärmedurchgangskoeffizient (k-Wert)

Der k-Wert am durch Dampfkondensation beheizten Rohr wird nach Gl. (3.30) ermittelt [13].

$$k = \left(\frac{1}{\alpha_{\text{WS}}} + \frac{d_a}{2 \cdot \lambda_{\text{Heizrohr}}} \cdot \ln \frac{d_a}{d_i} + \frac{d_a}{d_i \cdot \alpha_{\text{Kond}}} \right)^{-1} \quad (3.30)$$

Darin sind als Parameter enthalten der Innen- und Außendurchmesser des Heizrohres d_a und d_i , die Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{Heizrohr}}$ des Heizrohres selbst sowie der innere und äußere Wärmeübergangskoeffizient α_{Kond} (kondensierender Heizdampf) und α_{WS} (wirbelschichtseitig).

Im Gegensatz zu den beiden Wärmeübergangskoeffizienten sind Wandstärke und Leitfähigkeit des Heizrohres von untergeordneter Bedeutung für den k-Wert. Die Optimierung des k-Wertes durch Wahl eines besser wärmeleitenden Nichteisenmetalles wäre wirtschaftlich nicht darstellbar.

Der Wärmeübergangskoeffizient α_{WS} zwischen Gas-Feststoff-Wirbelschicht und darin eingebauter Heizfläche ist definiert zu:

$$\alpha_{\text{WS}} = \frac{\dot{Q}}{A \cdot |T_W - T_{\text{WS}}|} \quad (3.31)$$

Hierin ist \dot{Q} der Wärmestrom, A die zur Verfügung stehende Wärmeübertragungsfläche, T_w deren Oberflächentemperatur und T_{ws} die schon in geringer Entfernung zum Heizrohr als isotherm anzusehende Temperatur der Wirbelschicht.

3.3.2 Wärmeübergangskoeffizient Heizedampf – Heizrohr

Der innere Wärmeübergang am Heizrohr α_{Kond} ist geprägt durch die Kondensation von Satttdampf an den Metalloberflächen des Rohrbündels. Abb. 3.23 veranschaulicht den erstaunlich großen Einfluss des inneren Wärmeübergangs und rechtfertigt eine genauere Betrachtung der Vorgänge im Heizrohr.

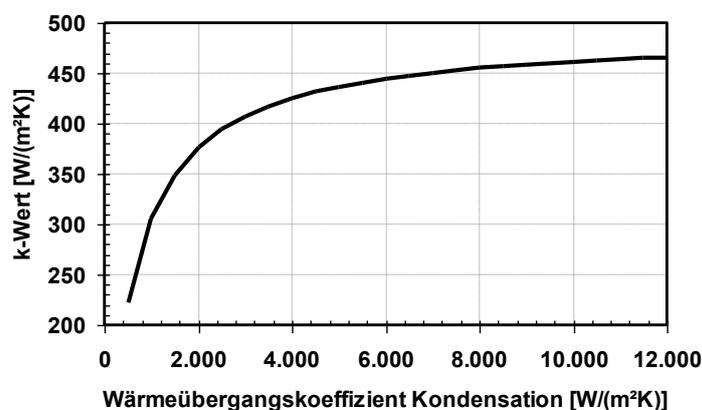


Abb. 3.23: Einfluss von α_{Kond} auf den k-Wert (bei $d_a, d_i, \lambda = \text{const.}$) und $\alpha_{\text{WS}} = 500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$
Heizrohrgeometrie des BTU-Versuchstrockners

Zu beachten ist, dass der Heizedampf als Satttdampf vorliegen soll, um nicht erst bei deutlich verringertem Wärmeübergang vor der eigentlichen Kondensation abkühlen zu müssen.

Zur Kondensation von Satttdampf *innerhalb* von (quasi-)waagrecht Rohren existiert relativ wenig Literatur. Der weitaus häufiger behandelte Fall ist Kondensation an der Rohraußenwand oder im senkrechten Rohr.

3.3.2.1 Vergleich verschiedener Berechnungsmethoden aus der Literatur

Eine einfache Abschätzung von α_{Kond} mittels pauschaler Werte ist wenig zielführend. So geben Cerbe und Wilhelms in [21] für die allgemeine Filmkondensation von Wasserdampf erreichbare Werte von 4.000 bis 12.000 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$, bei „in der Praxis üblichen Werten“ von um 6.000 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ an. Incropera et al. [51] favorisieren speziell für das horizontale Rohr folgende, für $\text{Re} < 35.000$ gültige Beziehung, die einen Mittelwert liefert:

$$\alpha_{\text{Kond}} = 0,555 \cdot \left\{ \frac{g \cdot \rho_L \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot \lambda_L^3 \cdot \left[r + \frac{3}{8} c_{p,L} \cdot (T_S - T_W) \right]}{\eta_L \cdot (T_S - T_W) \cdot d_i} \right\}^{0,25} \quad (3.32)$$

Mit der Rohrgeometrie des BTU-Versuchstrockners (siehe Kap. 4.5) ist für $Re < 35.000$ eine Rohrlänge von rund 14 Metern zulässig, tatsächlich sind zwischen Heizdampfverteiler und Kondensatsammler Rohrschlangen von max. 2,52 m verbaut.

Die zu erwartenden Werte für α_{Kond} zeigt Abb. 3.24 in Abhängigkeit vom anliegenden Heizdampfdruck.

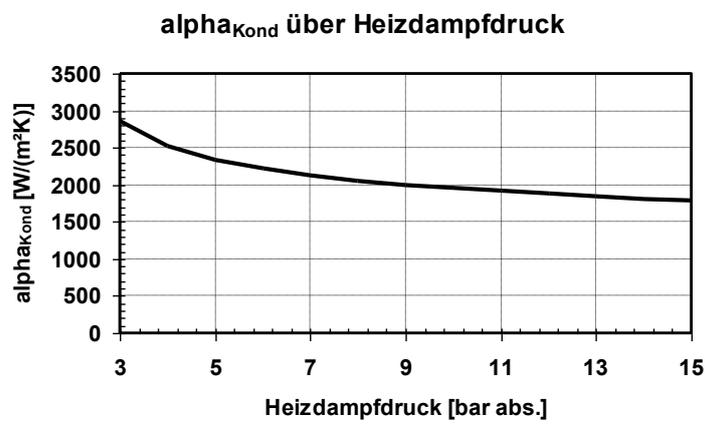


Abb. 3.24: Wärmeübergangskoeffizient für die Heizdampfkondensation nach [51]

Gleichung (3.32) liefert wesentlich geringere Werte als Cerbe und Wilhelms [21] vermuten lassen und zeigt einen negativen Einfluss von steigendem Heizdampfdruck.

Leider ist diese Berechnung nicht besonders detailliert und damit nur beschränkt aussagekräftig. Die Effekte steigender spezifischer Heizleistung und der strömungstechnische Einfluss des über die Rohrlänge veränderlichen Dampfanteils x fehlen völlig.

Der Ansatz von Baehr und Stephan [3] berücksichtigt die bei den vorliegenden geringen Dampfgeschwindigkeiten ausgebildete Schichtenströmung des Kondensats sowie den lokal unterschiedlichen Wärmeübergang in Abhängigkeit vom Dampfanteil A_G im kondensatführenden Gesamtquerschnitt A . Dies wirkt sich jedoch wenig auf das Ergebnis von α_{Kond} aus.

$$\alpha_{\text{Kond}} = 0,728 \cdot \frac{A_G}{A} \cdot \left[\frac{\rho_L^2 g \lambda_L^3 r}{\eta_L (T_S - T_W) d} \right]^{0,25} \quad (3.33)$$

Die Ergebnisse von Gl. (3.33) zeigen sich weitgehend unabhängig vom Heizdampfdruck, auch der Einfluss von x ist eher gering. So liegen für einen typischen angenommenen DDWT-Fall (k -Wert: $400 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, $\alpha_{\text{ws}} = 500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, $\Delta T_0 = 30 \text{ K}$) die Werte für α_{Kond} im Bereich $0,1 < x < 1$ sehr nahe beim Mittelwert $3.300 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, erst darunter fallen diese deutlich ab.

In Summe muss festgehalten werden, dass alle bisher genannten Ansätze aufgrund von Vereinfachungen, Unklarheiten in der Anwendung oder zweifelhafter Ergebnisse nicht zufriedenstellend sind.

3.3.2.2 Das Modell von Müller nach VDI-Wärmeatlas

Aufgrund des Detaillierungsgrades und der Plausibilität der Werte ist das Berechnungsmodell von Müller und Numrich nach VDI-Wärmeatlas [92] allen anderen genannten Ansätzen vorzuziehen.⁷ Zusätzlich kann mit dem Verfahren der Druckverlust über die Rohrlänge berechnet werden. Dieses Modell wird daher für die weiteren Berechnungen verwendet.⁸

Die zu Grunde liegenden Gleichungen sind im VDI-Wärmeatlas nachzulesen. Da der bei steigenden Rohrlängen exponentiell wachsende Druckverlust direkten Einfluss auf den Wärmeübergang hat, wurden für jede der 21 Stützstellen alle Stoffdaten, Kondensations-temperatur, Abschnittslänge und Druckverlust iterativ mit hoher Genauigkeit berechnet. Die Stützstellen liegen beim Dampfmassenanteil $x = 0,99; 0,95; 0,90; \dots; 0,10; 0,05; 0,01$.

Abb. 3.25 zeigt den Verlauf von α_{Kond} und des kumulierten Druckverlustes über die Rohrlänge anhand der Stützstellen von links nach rechts sowie die für die vollständige Kondensation erforderliche Länge des Rohres. Es ist eine nur geringfügige Heizdampf-Druckabhängigkeit von α_{Kond} zu erkennen, jedoch eine deutliche Abhängigkeit beim Druckverlust.

⁷ Die Plausibilität ist gegeben durch den Vergleich mit den anderen Modellen sowie im Mittelwert im Vergleich mit den Messwerten aus dem DDWT-Versuchstrockner. Eine Verifizierung von α_{Kond} mittels realer Messwerte war anlagentechnisch mangels Versuchsstand nicht möglich.

⁸ Das Modell nach Müller [92] wird im Zusammenhang mit der (D)DWT auch in [55] verwendet

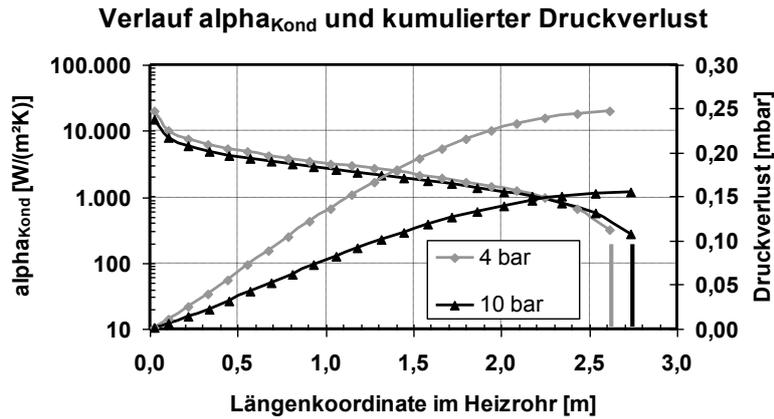


Abb. 3.25: $\alpha_{\text{Kond},i}$ und $\sum_{x=0,99}^{x_i} \Delta p_i$ im Rohrverlauf bei 4 und 10 bar Heizdampfdruck, $\dot{Q} = 2000 \text{ W}$,

Heizrohrgeometrie des DDWT-Versuchstrockners, $\alpha_{\text{WS}} = 500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, $\Delta T_0 = 30\text{K}$, nach [92]

Aufschlussreich ist die Erhöhung des k -Wertes allein mittels Steigerung der Rohrlänge und dadurch verbessertem α_{Kond} . Abb. 3.26 zeigt den Verlauf der integralen k -Werte und der Druckverluste über die Rohrlänge. Der integrale k -Wert ist der über das ganze Rohr gemittelte, längengewichtete k -Wert der einzelnen Stützstellen (lokaler k -Wert). Die Heizdampfdrücke 4 bar und 6,5 bar mit $\Delta T_0 = 30 \text{ K}$ bzw. 50 K beziehen sich auf eine DWT-Anlage, 10 bar und 15 bar repräsentieren die druckaufgeladene Trocknung.

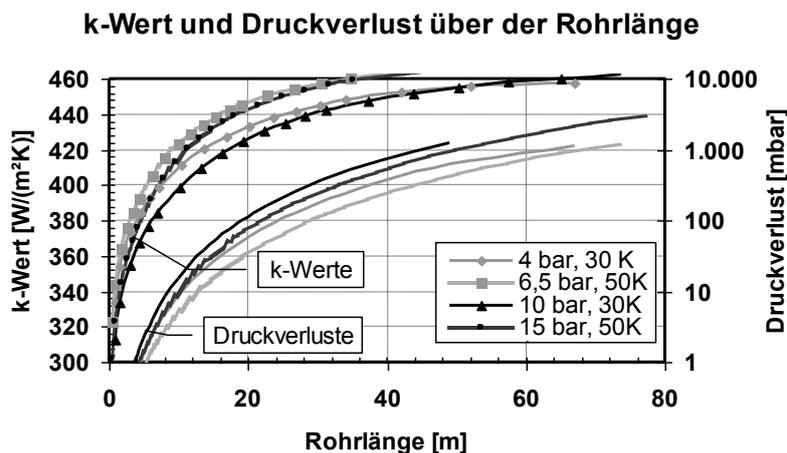


Abb. 3.26: Integraler k -Wert und Druckverlust bei verschiedenen langen Heizrohren, 4-15 bar Heizdampfdruck, Heizrohrgeometrie des DDWT-Versuchstrockners, $\alpha_{\text{WS}} = 500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, $\Delta T_0 = 30$ bzw. 50 K, nach [92]

Während sich der k -Wert asymptotisch einem Grenzwert nähert, steigt der Druckverlust exponentiell an und limitiert – abgesehen von der Gefahr durch Kondensationsschläge – die maximal sinnvolle Rohrlänge.

3.3.2.3 Optimierung der Heizrohlänge mittels des Modells von Müller

Will man die optimale Rohrlänge ermitteln, stellt die Berechnung mittels lokalem ΔT_i eine unzulässige Betrachtung dar. Da gilt $\Delta T = f(\Delta p)$, $\Delta p = f(\Delta L)$ und $\Delta L = f(\Delta T)$, kann die exakte Ermittlung der optimalen Rohrlänge wiederum nur iterativ erfolgen.

Mit steigendem Druckverlust sinkt die Kondensationstemperatur im Rohrverlauf, was zu einer geringeren Wärmeübertragungsleistung führt. Deshalb ist der reale (lokale) k -Wert zur Bewertung der Rohrlänge ungeeignet. Stattdessen wird der scheinbare integrale k -Wert k^* , umgerechnet auf ein konstantes ΔT_0 (Rohreintritt) nach Gl. (3.34) ermittelt und zur Berechnung der optimalen Rohrlänge herangezogen. k^* weist ein eindeutiges Maximum auf.

$$k^* = \frac{\dot{q}}{T_{S,0} - T_{WS}} = \frac{\sum_{x=0,99}^{0,01} \left[k_i \cdot \left(\frac{T_{S,i} - T_{WS}}{T_{S,0} - T_{WS}} \right) \cdot L_i \right]}{L_{\text{gesamt}}} \quad (3.34)$$

Die Auswirkungen von gesteigerter Rohrlänge auf den erzielbaren k^* -Wert sowie auf die spezifische Heizleistung zeigt Abb. 3.27.

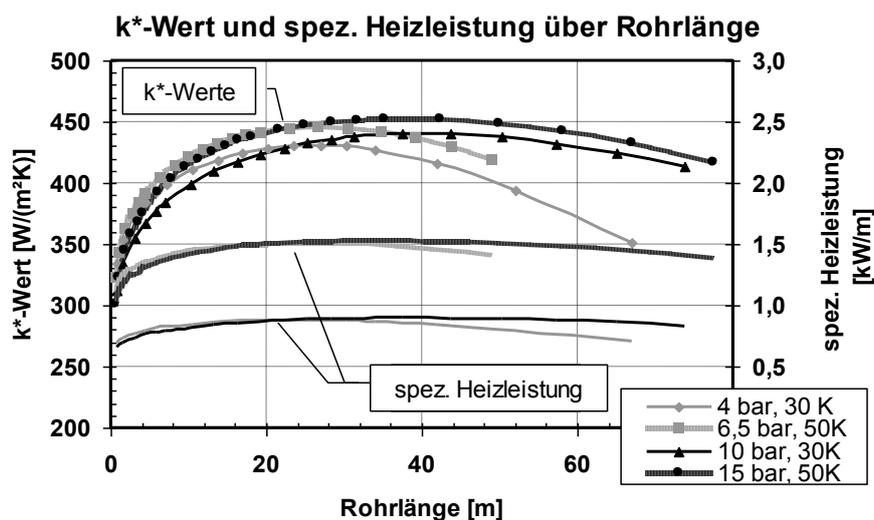


Abb. 3.27: k^* -Wert und spezifische Heizleistung bei verschieden langen Heizrohren, 4-15 bar Heizdampfdruck, Heizrohrgeometrie des DDWT-Versuchstrochners, $\alpha_{WS} = 500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, $\Delta T_0 = 30$ bzw. 50 K, nach [92]

Bei den Berechnungen stellt sich heraus, dass bei allen betrachteten Heizdampfdrücken die Druckverluste bei optimaler Rohrlänge zwischen zwei und vier Prozent des Heizdampfdruckes betragen.

Die hier genannten Berechnungsmethoden sind in der Praxis nur mit aufwändigen Versuchsständen überprüfbar. Weiterhin wäre für eine konsequente Anwendung der genannten Theorien für die (D)DWT eine Berechnungsmöglichkeit zur maximalen Rohrlänge bzw. allgemein zur Rohrleitungsführung (inkl. der Einflüsse von Bögen und Gefälle) hilfreich, um mit steigender Kondensatmenge die Gefahr von Kondensationsschlägen auszuschließen.

3.3.3 Wärmeleitung durch das Heizrohr

Der Einfluss der Wärmeleitung durch das Heizrohr ist in der praktischen Anwendung vernachlässigbar. Am Beispiel der Heizrohrgeometrie des Versuchstrockners der BTU Cottbus mit 2 mm Wandstärke zeigt eine theoretische Extremwertbetrachtung nach Gl. (3.30) zwischen einer schlecht leitenden Stahllegierung mit $\lambda = 25 \text{ W/(mK)}$ und Kupfer mit $\lambda = 380 \text{ W/(mK)}$ eine k-Wert Steigerung von lediglich 3,3 %. Die Verwendung von Aluminium oder Kupfer anstelle von Heizrohren aus Stahl kann demzufolge nicht empfohlen werden. Hochlegierte Stähle weisen tendenziell geringere Wärmeleitfähigkeiten auf, so dass beim Stahlrohr Kostenersparnis und hohe Wärmeleitfähigkeit sehr gut zu vereinen sind. Wird anstelle eines Werkstoffes mit $\lambda = 25 \text{ W/(mK)}$ bei identischer Wandstärke ein niedrig legierter Stahl mit $\lambda = 50 \text{ W/(mK)}$ verwendet, ergibt sich eine k-Wert Steigerung um immerhin 1,7 %.

3.3.4 Wärmeübergangskoeffizient Heizrohr – Wirbelschicht

Der Wärmeübergang zwischen (horizontalem) Heizrohr und Wirbelschicht α_{WS} steht im Fokus der vorliegenden Arbeit. Hierzu werden im Folgenden zwei umfangreiche theoretische Modelle erläutert, als Grundlage für die weiteren Untersuchungen. Die Ausarbeitungen in diesem Kapitel 3.3.4 basieren auf den Ausführungen von M. Merzsch in [83] zu diesem Thema.

α_{WS} ist die Summe aus den wirksamen Einzelmechanismen Partikelkonvektion α_{pk} , Gaskonvektion α_{gk} und Strahlung α_{Str} . Letztere ist bei den vorliegenden Temperaturen von $< 200^\circ\text{C}$ praktisch vernachlässigbar (u. a. [26] [79]).

$$\alpha_{\text{WS}} = \alpha_{\text{pk}} + \alpha_{\text{gk}} + \alpha_{\text{Str}} \quad (3.35)$$

mit $\alpha_{\text{str}} \approx 0$

In den theoretischen Modellen spielt die Heizwandgeometrie keine Rolle. Messdaten zum experimentellen Abgleich von α_{WS} wurden in der Regel jedoch mit (glatten) Einzelrohren gewonnen. Eine Fallunterscheidung zwischen horizontaler und vertikaler Anordnung des Rohrs in der Wirbelschicht findet in den Modellen nicht statt.

3.3.4.1 Theorie nach Martin

Zur Berechnung des partikelkonvektiven Anteils der Wärmeübertragung zwischen eintauchenden Heiz- bzw. Kühlflächen und der Wirbelschicht legte Martin bereits 1980 [76] eine physikalisch begründete Theorie vor. Nach baldiger Aufnahme in den VDI-Wärmeatlas [79] erhielt seine Theorie einen hohen Bekanntheits- und Anerkennungsgrad und ist mit geringfügigen Weiterentwicklungen dort vertreten.

Bei Martin stellt die Partikelkontaktzeit mit der festen Wand die kennzeichnende Größe des Wärmeüberganges dar. Zu deren Beschreibung stützt Martin sich auf die kinetische Gastheorie. Für die von der Wand an die Partikel übertragene Wärmemenge wird in Analogie zu dieser der Ansatz nach Gl. (3.36) formuliert:

$$\dot{q}_{\text{pk}} = \frac{1}{6} \cdot \rho_{\text{p}} \cdot (1 - \varepsilon) \cdot c_{\text{p}} \cdot \bar{w}_{\text{p}} \cdot \gamma_{\text{p}} \cdot (T_{\text{W}} - T_{\text{WS}}) \quad (3.36)$$

mit: $\dot{q}_{\text{pk}} = \alpha_{\text{pk}} \cdot (T_{\text{W}} - T_{\text{WS}})$

Dabei ist $\rho_{\text{p}} \cdot (1 - \varepsilon) \cdot c_{\text{p}}$ die auf das Wirbelschichtvolumen bezogene Wärmekapazität der Partikel, \bar{w}_{p} die mittlere Partikelgeschwindigkeit und γ_{p} der „Akkommodationskoeffizient“ der Partikel, der die Unvollkommenheit des Energieaustausches beim Stoß mit der Wand beschreibt. Dieser wird wie folgt definiert und berechnet:

$$\gamma_{\text{p}} \equiv \frac{T_{\text{p}} - T_{\text{WS}}}{T_{\text{W}} - T_{\text{WS}}} = 1 - \exp\left\{-\frac{\alpha_{\text{WP,max}} \cdot A_{\text{p}}}{\rho_{\text{p}} \cdot c_{\text{p}} \cdot V_{\text{p}}} \cdot t_{\text{K}}\right\} \quad (3.37)$$

T_{p} bezeichnet hier die Partikeltemperatur nach dem Stoß mit der Wand, t_{K} die Kontaktzeit, A_{p} die Projektionsfläche der als kugelförmig angenommenen Partikel, V_{p} deren Volumen:

$$A_{\text{p}} = (\pi/4) \cdot d_{\text{p}}^2 \quad (3.38)$$

$$V_p = (\pi/6) \cdot d_p^3 \quad (3.39)$$

$\alpha_{\text{WP,max}}$ ist der maximale Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wand und Partikel. Er beschreibt den limitierenden Transportwiderstand durch die Wärmeleitung im entstehenden Gaszwickel beim Kontakt zwischen Wand und Partikel. Dieser wird nach Schlünder [113], weiterentwickelt in [90], zwischen einer ebenen glatten Wand und einer glatten Einzelkugel wie folgt berechnet:

$$\alpha_{\text{WP,max}} = \frac{4 \cdot \lambda_G}{d_p} \cdot \left\{ \left(1 + \frac{2 \cdot l_{\text{mod}}}{d_p} \right) \cdot \ln \left(1 + \frac{d_p}{2 \cdot l_{\text{mod}}} \right) - 1 \right\} \quad (3.40)$$

Dabei ist die modifizierte freie Weglänge der Gasmoleküle l_{mod} wie folgt definiert:

$$l_{\text{mod}} = 2 \cdot \Lambda \cdot \left(\frac{2}{\gamma_G} - 1 \right) \quad (3.41)$$

und wird mit der effektiven freien Weglänge der Gasmoleküle

$$\Lambda = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot \tilde{R} \cdot T}{\tilde{M}}} \cdot \frac{\lambda_G}{p \cdot (2 \cdot c_{p,G} - \tilde{R} / \tilde{M})} \quad (3.42)$$

sowie dem stoff- und temperaturabhängigen Akkomodationskoeffizienten der Gasmoleküle γ_G

$$\lg \left(\frac{1}{\gamma_G} \right) = 0,6 - \left(\frac{1000 \text{ K}}{T} + 1 \right) / C_A \quad (3.43)$$

berechnet [76]. Dabei ist C_A eine für die verschiedenen Gasmoleküle charakteristische Konstante, für Luft wird der Wert 2,8 und für Wasserdampf der Wert 3,62 angegeben [79].

Durch Zusammenfassen der Gl. (3.40) bis (3.43) ergibt sich zunächst für den partikelkonvektiven Wärmeübergang:

$$\alpha_{pk} = \frac{1}{6} \cdot \rho_p \cdot c_p \cdot (1 - \varepsilon) \cdot \bar{w}_p \cdot \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{\alpha_{WP,max}}{1/6 \cdot \rho_p \cdot c_p \cdot \bar{w}_p} \cdot \frac{\bar{w}_p \cdot t_K}{4 \cdot d_p} \right) \right\} \quad (3.44)$$

Neben der unbekanntem Kontaktzeit t_K enthält Gl. (3.44) noch die mittlere Partikelgeschwindigkeit \bar{w}_p , die nach Martin aus dem freien Fall längs der „mittleren freien Weglänge“ l_{frei} zwischen zwei Partikelzusammenstößen resultiert:

$$\frac{1}{2} \cdot \bar{w}_p^2 = g \cdot l_{frei} \quad (3.45)$$

In Analogie zur kinetischen Gastheorie leitet Martin diesen mittleren freien Fallweg aus der Anzahl der Partikel pro freiem Volumen und der Partikelgröße her und erhält für \bar{w}_p die Beziehung:

$$\bar{w}_p = \sqrt{g \cdot d_p \cdot F(\varepsilon, \varepsilon_{mf})} \quad (3.46)$$

mit: $F(\varepsilon, \varepsilon_{mf}) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_{mf}}{5 \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) \cdot (1 - \varepsilon)}$

Die nun noch fehlende Kontaktzeit t_K wird in der Theorie Martins nicht der reinen Verweilzeit der Partikel an der Wand gleichgesetzt. Schlünder [114] weist darauf hin, dass es sich dabei um eine fiktive Größe handelt, da die Wärmeleitung durch den Gasspalt zwischen Partikel und Heizfläche nicht nur während des eigentlichen Kontaktes, sondern auch während der Annäherung und Entfernung des Partikels mit zeitlich veränderlicher Intensität erfolgt. Aufgrund dieser Überlegung wird der Ansatz getroffen, dass die „effektive“ Kontaktzeit derjenigen Zeit proportional sei, die ein Partikel für eine Ortsverschiebung von einem Partikeldurchmesser benötigt.

$$t_K = \frac{4 \cdot d_p}{\bar{w}_p \cdot C_K} \quad (3.47)$$

Der „Stoßzeitfaktor“ C_K wurde dabei empirisch zu 2,6 ermittelt. Aus Gl. (3.44) wird

$$\alpha_{pk} = (1 - \varepsilon) \cdot Z \cdot (1 - e^{-N}) \quad (3.48)$$

mit $Z = \frac{1}{6} \cdot \rho_p \cdot c_p \cdot \bar{w}_p$ und $N = \alpha_{WP,max} / (C_K \cdot Z)$

mit $\alpha_{\text{WP,max}}$ nach Gl. (3.40) und \bar{w}_p nach Gl. (3.46).

Demnach ist der partikelkonvektive Wärmeübergangskoeffizient abhängig vom Partikeldurchmesser d_p , der Wärmekapazität c_p und Dichte ρ_p der Partikel, der Wärmeleitfähigkeit des Gases λ_G sowie deren modifizierte freie Weglänge l_{mod} (Gasart, Temperatur, Druck), der Lockerungsporosität ε_{mf} und der Porosität ε . Dabei wird von uneingeschränkter Kugelgeometrie der Partikel ausgegangen und somit die Sphärizität vernachlässigt ($\varphi=1$). Die Porositäten sind mittels der einfachen, linearen Expansionsgleichung nach

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_{\text{mf}}}{1 - \varepsilon_{\text{mf}}} \cong \frac{u - u_{\text{mf}}}{u_A - u_{\text{mf}}} \quad (3.49)$$

in Verbindung mit (3.20) bis (3.22) zu berechnen.

Zum partikelkonvektiven Anteil am Wärmeübergang muss noch der gaskonvektive und ggf. der Strahlungsanteil addiert werden, siehe Gl. (3.35). Der gaskonvektive Anteil berechnet sich mit Hilfe der dimensionslosen Prandtl- und Archimedes-Zahl nach der empirischen Gleichung:

$$\alpha_{\text{gk}} = 0,009 \cdot \frac{\lambda_G}{d_p} \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \text{Ar}^{1/2} \quad (3.50)$$

Die nach Martin berechneten Wärmeübergangsverläufe sind geprägt durch die Austragsgeschwindigkeit nach (3.21) bzw. (3.22), so dass die Kurve $\alpha_{\text{ws}} = f(u_0)$ für feinkörnige Partikel nach Ausbildung eines relativ engen Maximums zügig abfällt.

Einige Anmerkungen zum Modell nach Martin:

- Im VDI-Wärmeatlas [79] wird keine Aussage getroffen, welche Durchmesser-Definition zur Berechnung polydisperser Wirbelgüter herangezogen werden soll. Lediglich in [77] wird festgehalten, dass bei breiter Kornverteilung als geeigneter Mittelwert entweder der aus einer Messung der Lockerungsgeschwindigkeit zu bestimmende Durchmesser einer Gleichkornschüttung (mit $\varepsilon_{\text{mf}} = 0,4$) gleicher Lockerungsgeschwindigkeit oder der eigens empfohlene „Martin-Durchmesser“

d_{MARTIN} einzusetzen sind (siehe Tabelle 3.3). Die Verwendung des Sauterdurchmessers d_{32} führt nach eigenen Versuchen bei breiten Kornverteilungen zu zu hohen α_{WS} .

- Bis hier wurde die Wärmeleitfähigkeit des Wirbelgutes vernachlässigt ($\lambda_p \rightarrow \infty$). Sie spielt jedoch dann eine Rolle, wenn die Leitfähigkeiten von Feststoff und Gas in die gleiche Größenordnung fallen. Für diesen Fall wird $\alpha_{\text{WP,max}}$ im Modell durch einen inneren Wärmeleitwiderstand der Partikel $1/\alpha_{i,p}(t_K)$ ergänzt [78] [79]:

$$\frac{1}{\alpha_{\text{WP}}} = \frac{1}{\alpha_{\text{WP,max}}} + \frac{1}{\alpha_{i,p}(t_K)} = \frac{1}{\alpha_{\text{WP,max}}} + \frac{\lambda_G/\lambda_p}{4 \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{3 \cdot C_K \cdot \lambda_G \cdot Z}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_p}}\right)} \quad (3.51)$$

- Die Wärmeleitfähigkeit von Braunkohle beträgt nach [38] im Bereich von 10-50 % Wassergehalt $\lambda_p = 0,16-0,35 \text{ W/(mK)}$ (siehe Kap. 3.1.2.2) und liegt damit etwa nur zehnmal höher als die von Luft oder Wasserdampf. Die Auswirkungen von (3.51) auf die zu erwartenden Wärmeübergangskoeffizienten einer Braunkohle in Wasserdampf nach Martin wird durch Abb. 3.28 verdeutlicht.

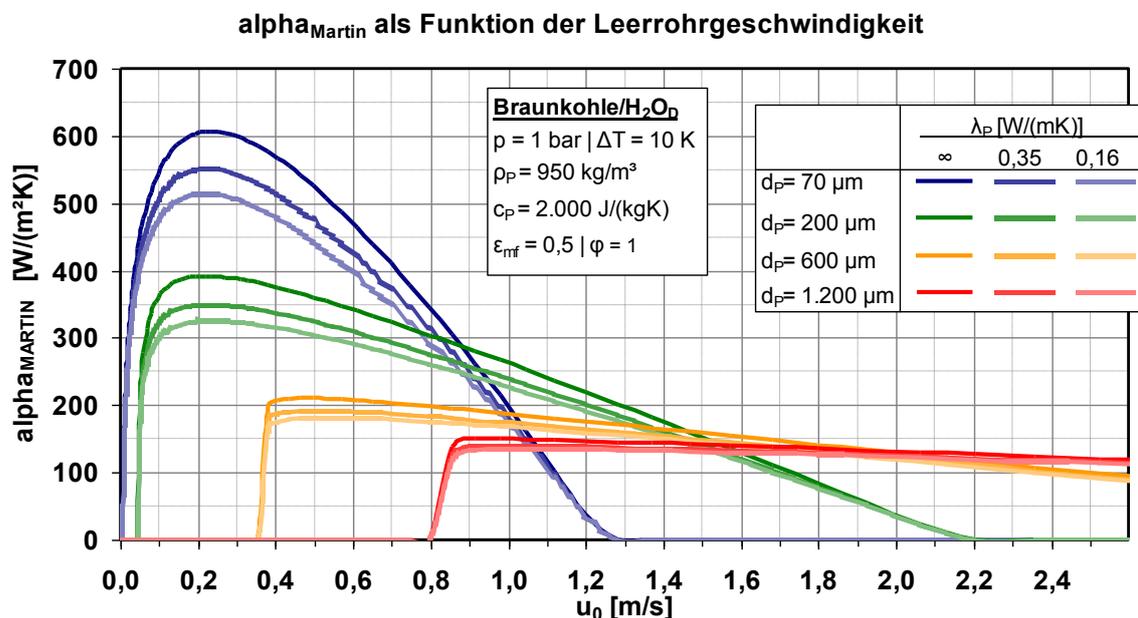


Abb. 3.28: Auswirkung der Wärmeleitfähigkeit im erweiterten Modell nach Martin mit Braunkohle/Wasserdampf

Der Einfluss der Wärmeleitfähigkeit wird besonders bei Feinkorn deutlich, wo der maximale Wärmeübergangskoeffizient um bis zu 17 % gegenüber der Vernachlässi-

gung sinkt. Mit zunehmender Korngröße fällt der Effekt etwas geringer aus. In den nachfolgenden Betrachtungen und Vergleichen mit Messergebnissen ist es notwendig, den zusätzlichen Wärmeleitwiderstand $1/[\alpha_{i,p}(t_K)]$ zu berücksichtigen.

3.3.4.2 Theorie nach Dietz

Dietz [26] benutzt als Ausgangspunkt seiner Überlegungen die zuvor von Molerus [86] [87] aufgestellten Beziehungen für den maximalen partikelkonvektiven Wärmeübergang bei laminarer Umströmung ($Ar < 100$) sowie eine empirische Zahlenwertgleichung für den gaskonvektiven Wärmeübergang ($10^5 < Ar < 10^8$).

In der Theorie zum partikelkonvektiven Wärmeübergang nach Molerus spielt die Partikelbeweglichkeit in Wandnähe eine entscheidende Rolle. Der Wärmeübergangswiderstand wird dabei aus drei in Reihe geschalteten Einzelwiderständen zusammengesetzt. Diese sind im Einzelnen:

- der Wärmeübertragungswiderstand zwischen Wand und Partikeln
- der entstehende Transportwiderstand bei Fortbewegung der Partikel von der Wand
- der anschließende Wärmeübertragungswiderstand zwischen aufgeheizten Partikeln und dem Fluidisierungsgas

Diese Annahme beruht auf den experimentellen Befunden Burschkas [19], der eine genaue Untersuchung zur wandnahen Partikelbewegung durchführte. Ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit ist, dass die Partikel lange genug an der Wand verweilen um deren Temperatur vollständig anzunehmen. Somit wird die Wärmeleitfähigkeit der Partikel λ_p unbedeutend und der Wärmeübergangswiderstand zwischen Wand und Partikel kann vernachlässigt werden [26].

Für die Beschreibung des Wärmestromes, den die Partikel von der Wand wegtransportieren, gilt [86]:

$$\dot{Q} \approx \rho_p \cdot c_p \cdot d_p^3 \cdot \Delta T \cdot \dot{n} \quad (3.52)$$

Hier stellt \dot{n} den Partikelanzahlstrom dar. Über diesen wird nun ein Zusammenhang mit der charakteristischen Partikelgeschwindigkeit w_p hergestellt:

$$w_p = \frac{\dot{V}}{A} \sim \frac{\dot{n} \cdot d_p^3}{A} \quad (3.53)$$

Die Partikelgeschwindigkeit w_p wird wiederum von der Bewegungsgleichung sich annähernd horizontal bewegender Partikel bei laminarer Umströmung abgeleitet [86]:

$$w_p = \frac{\eta_G}{d_p \cdot \rho_p} \quad (3.54)$$

Damit ergibt sich für den ersten Wärmeübergangskoeffizienten α_1 , welcher den Transportwiderstand charakterisiert [26]:

$$\alpha_1 = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta T} = K \cdot \rho_p \cdot c_p \cdot w_p = K \cdot \frac{c_p \cdot \eta_G}{d_p} \quad (3.55)$$

Hierin ist K eine aus Experimenten zu bestimmende Anpassungskonstante.

Für den zweiten Teilschritt, dem Wärmeübergang Partikel auf umgebendes Gas, gilt im Bereich laminarer Umströmung ($Re < 1$) [86]:

$$Nu = \frac{\alpha_2 \cdot d_p}{\lambda_G} = 2 \quad (3.56)$$

und somit für den Wärmeübergangskoeffizienten α_2 :

$$\alpha_2 \sim \frac{\lambda_G}{d_p} \quad (3.57)$$

Durch Reihenschaltung beider Widerstände ergibt sich in dimensionsloser Form [26]:

$$Nu_{pk,max} \sim \frac{\frac{d_p}{\lambda_G}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} \sim \frac{1}{1 + K \frac{\lambda_G}{c_{p,p} \cdot \eta_G}} \quad (3.58)$$

Aus einem Experiment [88] zog Molerus die Schlussfolgerung, dass beide Widerstände in die gleiche Größenordnung fallen müssen. Mit dieser Erkenntnis setzt er die Proportionalitätskonstante K für den Großteil der durchgeführten Experimente unter Laborbedingungen (Fluidisierungsgas: Luft unter nahezu atmosphärischen Bedingungen,

d.h. $\eta_G = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ kg}/(\text{ms})$, $\lambda_G = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ W}/(\text{mK})$; Partikel: Glasperlen oder Sand, d.h. $c_p = 820 \text{ J}/(\text{kgK})$ zu [86]:

$$K = \frac{c_p \cdot \eta_G}{\lambda_G} \approx 0,5 \quad (3.59)$$

Des Weiteren gilt im laminaren Bereich eine Unabhängigkeit des maximalen Wärmeübergangskoeffizienten vom Partikeldurchmesser. Daher wird eine laminare charakteristische Länge l_1 anstelle des Partikeldurchmessers eingeführt [26]:

$$l_1 \equiv \left[\frac{\eta_G}{\sqrt{g} \cdot (\rho_P - \rho_G)} \right]^{2/3} \quad (3.60)$$

Durch Einsetzen von (3.59) und (3.60) in (3.58) und der Auswertung von Experimenten erhält Dietz schließlich für den maximalen partikelkonvektiven Wärmeübergang bei laminarer Umströmung [87]:

$$\alpha_{pk,max} = 0,09 \cdot \frac{\lambda_G}{l_1} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_p \cdot \eta_G}} \quad (3.61)$$

Im Bereich sehr großer Archimedes-Zahlen ($10^5 < Ar < 10^8$, entspricht in etwa Glaskugeln mit $d_p \approx 1,1\text{-}10 \text{ mm}$ in Luft unter atmosphärischen Bedingungen) überwiegt bei weitem der gaskonvektive Mechanismus. Dieser ist ebenso unabhängig vom Partikeldurchmesser, und Molerus führt demnach eine turbulente charakteristische Länge ein [87]:

$$l_t \equiv \left[\frac{\eta_G}{\sqrt{g} \cdot (\rho_P - \rho_G) \cdot \rho_G} \right]^{2/3} \quad (3.62)$$

Aus dem Vergleich mit Messdaten von Wunder [131], Schweinzer [119] und eigenen Messungen resultiert folgende Gleichung für den gaskonvektiven Wärmeübergang im Bereich im Bereich $10^5 < Ar < 10^8$ [26]:

$$\alpha_{gk,max} = 0,165 \cdot \frac{\lambda_G}{l_t} \cdot Pr^{1/3} \quad (3.63)$$

Die Gleichungen zur Berechnung der Maximalwerte des Wärmeübergangskoeffizienten bei reiner Partikelkonvektion (3.61) bzw. reiner Gaskonvektion (3.63) benutzt Dietz zur Entwicklung einer durchgängig gültigen Korrelation zur Vorhersage des Wärmeüberganges im gesamten Bereich $Ar \leq 10^8$. Die Abhängigkeit von der eingestellten Gasgeschwindigkeit findet ebenfalls Berücksichtigung.

Zunächst stellt sich die Frage ob im Bereich vorherrschender Partikelkonvektion der gaskonvektive Mechanismus ebenso existent ist und ob beide Mechanismen unabhängig voneinander betrachtet werden können. Durch Auswertung von Messwerten aus der Literatur konnte die additive Zusammensetzung des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten bestätigt werden. Aus (3.61) und (3.63) ergibt sich somit für α_{\max} in feinkörnigen Wirbelschichten ($Ar < 100$):

$$\alpha_{\max} = \frac{\lambda_G}{l_1} \cdot \frac{0,125 \cdot (1 - \varepsilon_{mf})}{1 + \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_p \cdot \eta_G}} + \frac{\lambda_G}{l_t} \cdot 0,165 \cdot Pr^{1/3} \quad (3.64)$$

Durch die Überlagerung beider Mechanismen musste lediglich die Anpassungskonstante aus (3.61) von 0,09 auf 0,125 korrigiert werden, ebenso wurde durch den Term $(1 - \varepsilon_{mf})$ die Feststoffkonzentration in der Suspensionsphase berücksichtigt.

Um nun eine einheitliche Korrelation für den Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion der Leerrohrgeschwindigkeit aufzustellen, die im gesamten Bereich für $Ar < 10^8$ Gültigkeit besitzt, wird (3.64) durch dimensionslose Anstiegsfunktionen $f(u)$, $g(u)$ erweitert, welche die Abhängigkeiten des gas- und partikelkonvektiven Mechanismus von der Überschussgeschwindigkeit $(u - u_{mf})$ wiedergeben. Weiterhin soll ein Dämpfungsterm $D(u)$ den Übergang von Feinkornwirbelschichten hin zu Grobkornsystemen beschreiben und dabei ein Maximum im Verlauf $\alpha = \alpha(u)$ hervorrufen. Gl. (3.64) erhält demnach folgende Form [26]:

$$\alpha(u) = \frac{\lambda_G}{l_1} \cdot \frac{0,125 \cdot (1 - \varepsilon_{mf})}{1 + \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_p \cdot \eta_G} + D(u)} \cdot g(u) + \frac{\lambda_G}{l_t} \cdot 0,165 \cdot Pr^{1/3} \cdot f(u) \quad (3.65)$$

Die Funktion $f(u)$ gibt die Geschwindigkeitsabhängigkeit des rein gaskonvektiven Typus wieder. Um den Festbettbereich dabei auszuklammern, wird von der Überschuss-

geschwindigkeit $u - u_{mf}$ ausgegangen. Dietz gibt hierfür eine einfache normierte Geschwindigkeitsfunktion an:

$$f(u) = \frac{1}{1 + 0,05 \cdot \left(\frac{u - u_{mf}}{u_{mf}} \right)^{-1}} \quad (3.66)$$

Für $u \rightarrow u_{mf}$ strebt diese gegen den Wert Null, für $u \gg u_{mf}$ gegen den Wert Eins. Der Zahlenwert 0,05 ergibt sich durch Auswertung von Messungen.

Die Anstiegsfunktion für den partikelkonvektiven Anteil $g(u)$ muss neben der dimensionslosen Überschussgeschwindigkeit weitere in der Praxis festgestellte Abhängigkeiten berücksichtigen. So wird bei Gasen mit hoher Wärmeleitfähigkeit das ebenfalls höher ausfallende Maximum im Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten auch erst bei höheren Überschussgasgeschwindigkeiten erreicht. Der Verlauf muss im Gegensatz zu Gasen mit geringerer Wärmeleitfähigkeit flacher ausfallen. Des Weiteren muss der Anstieg bei Partikeln mit hoher Wärmeleitfähigkeit steiler verlaufen gegenüber Partikeln mit geringerer Leitfähigkeit. Dietz löst diesen Sachverhalt mit Hilfe eines Leitfähigkeitsverhältnisses und gibt folgenden Term an [26]:

$$g(u) = \frac{1}{1 + \frac{1}{0,03 \cdot \sqrt[3]{\frac{u - u_{mf}}{u_{mf}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_G \cdot g}} \cdot (u - u_{mf})}} \quad (3.67)$$

Hierin stellt $\rho_P \cdot c_P \cdot (u - u_{mf})^3 / g$ eine effektive thermische Leitfähigkeit dar, die durch die Bewegung der Partikel an der Heizfläche und von der Heizfläche weg zustande kommt. Die Konstante 0,03 resultiert wiederum aus dem Vergleich mit Messwerten.

Im letzten Schritt erfolgt der Übergang vom partikelkonvektiven zum rein gaskonvektiven Typ mittels folgenden Dämpfungsterms:

$$D(u) = 0,28 \cdot \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_P \cdot \eta_G} \cdot (1 - \varepsilon_{mf})^2 \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_P - \rho_G} \right)^{0,5} \cdot \left(\sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_G \cdot g}} \cdot (u - u_{mf}) \right)^2 \cdot \frac{u_{mf}}{u - u_{mf}} \quad (3.68)$$

Demnach ist $D(u)$ linear von der Überschussgeschwindigkeit $(u - u_{mf})$ abhängig, was in Bezug auf (3.65) eine Verschiebung zu Gunsten des gaskonvektiven Anteils mit zunehmender Überschussgeschwindigkeit bedingt. Im Zusammenspiel mit der Anstiegsfunktion $g(u)$ erfolgt gleichzeitig die Ausbildung des geforderten Maximums im Verlauf $\alpha = \alpha(u)$.

Weiterhin wird durch die direkte Proportionalität zu u_{mf} die Korngrößenabhängigkeit berücksichtigt. Für feinkörnige Partikel nimmt u_{mf} extrem niedrige Werte an, so dass der partikelkonvektive Anteil gegenüber dem gaskonvektiven dominiert. Bei grobkörnigen Partikeln und damit hohen Werten von u_{mf} schwindet der partikelkonvektive Anteil, vgl. (3.65).

Neben den genannten Abhängigkeiten findet noch das vorliegende Dichteverhältnis $\rho_G / \Delta\rho$ sowie die Kornform über den Term $(1 - \varepsilon_{mf})$ Berücksichtigung [26].

Die durch Gl. (3.65) bis (3.68) erhaltene Berechnungsmöglichkeit für den Verlauf $\alpha = \alpha(u)$ ist von folgenden Größen abhängig: g , ρ_P , c_P , η_G , ρ_G , λ_G , u_{mf} , ε_{mf} , u_0 . Auffällig ist, dass im Vergleich zur Theorie von Martin der Partikeldurchmesser keinen direkten Einfluss besitzt. Durch die konsequent durchgeführte Dimensionsanalyse ist dies auch nicht erforderlich, da die Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} die notwendige Information darüber enthält.

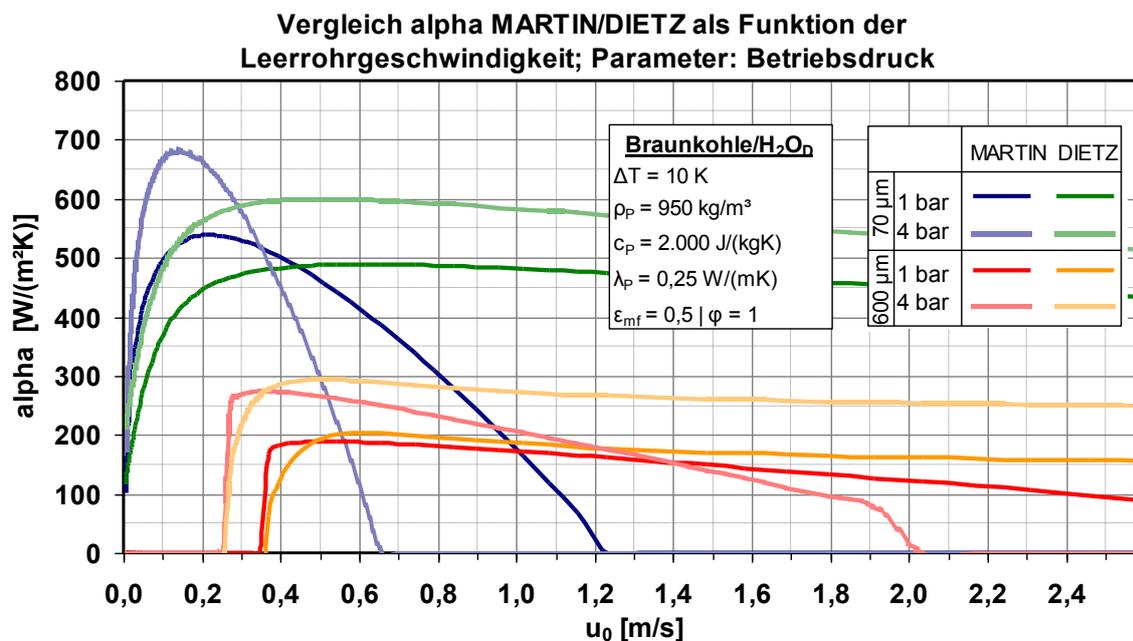


Abb. 3.29: Vergleich Dietz/Martin anhand Korndurchmesser und Betriebsdruck

Abb. 3.29 zeigt den Vergleich $\alpha_{ws} = f(u_0)$ nach Dietz lt. Gl. (3.65) mit den Werten nach Martin gemäß (3.36) bis (3.51), für Braunkohle in Wasserdampf unter 1 und 4 bar abs.

Die Steigerung bis zum maximalen Wärmeübergang verläuft in allen vier dargestellten Kurven bei Dietz deutlich flacher gegenüber Martin. Ebenso ist der Wiederabfall hin zu größeren Leerrohrgeschwindigkeiten bei Dietz deutlich flacher ausgeprägt und unabhängig von der Austragsgeschwindigkeit. Die Maximalwerte des Wärmeübergangskoeffizienten bei entsprechender Korngröße sind zumindest ähnlich, treten jedoch bei unterschiedlichen Leerrohrgeschwindigkeiten auf.

Durch eine Druckerhöhung von 1 auf 4 bar verbessert sich der Wärmeübergang bei 600 μm um ca. 50 % bei beiden Theorien. Bei dem hier dargestellten Feinkorn mit 70 μm Durchmesser steigt der Wärmeübergang um ca. 24 %. Die Druckerhöhung wirkt sich somit bei gröberen Partikeln relativ stärker auf den Wärmeübergang aus, in absoluten Zahlen ist die Zunahme von α_{ws} jedoch annähernd identisch.

Aufgrund der Dichtezunahme des Fluidisierungsmediums wird der „Lockerungspunkt“ sowie der Bereich des optimalen Wärmeübergangs bei geringeren Leerrohrgeschwindigkeiten erreicht. Auch der (theoretische) Austragspunkt wird zu geringeren Geschwindigkeiten hin verschoben, wodurch sich bei Martin ein deutlich engerer Bereich optimaler Wärmeübergangszahlen ergibt.

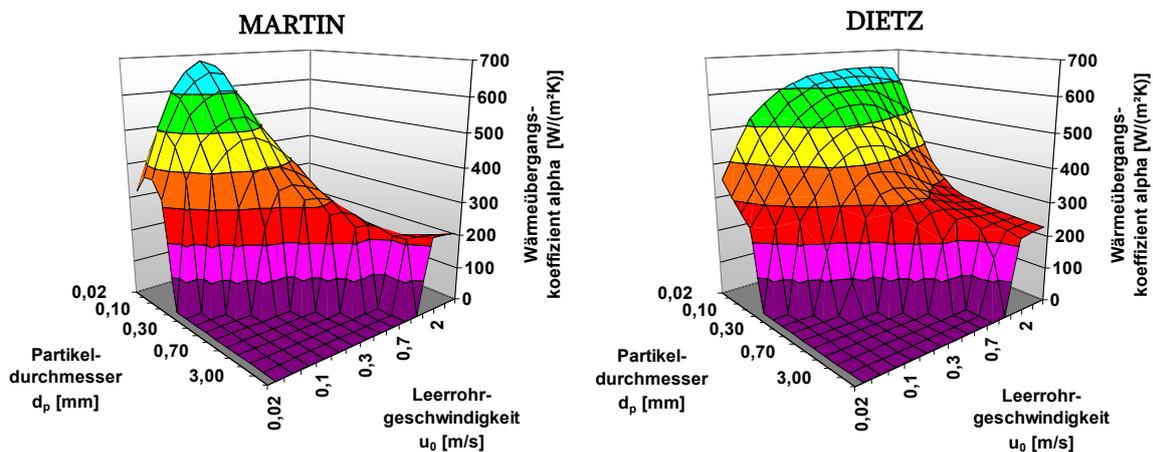


Abb. 3.30: Vergleich Martin-Dietz, Braunkohle in Wasserdampf, $p = 4 \text{ bar}$, $w = 20 \%$

4 Verwendete Versuchsaapparaturen

4.1 Hammermühle

Die verwendeten Feinkornkohlen wurden mittels einer Doppelrotor-Prallhammermühle auf die gewünschte Körnung – meist 0-2 mm – aus der standardmäßig verfügbaren Veredlungskohle 0-6 bzw. 0-6,3 mm aufbereitet. Nachstehende Abbildung zeigt die erzielbaren Körnungen in Abhängigkeit von der eingestellten Umfangsgeschwindigkeit.

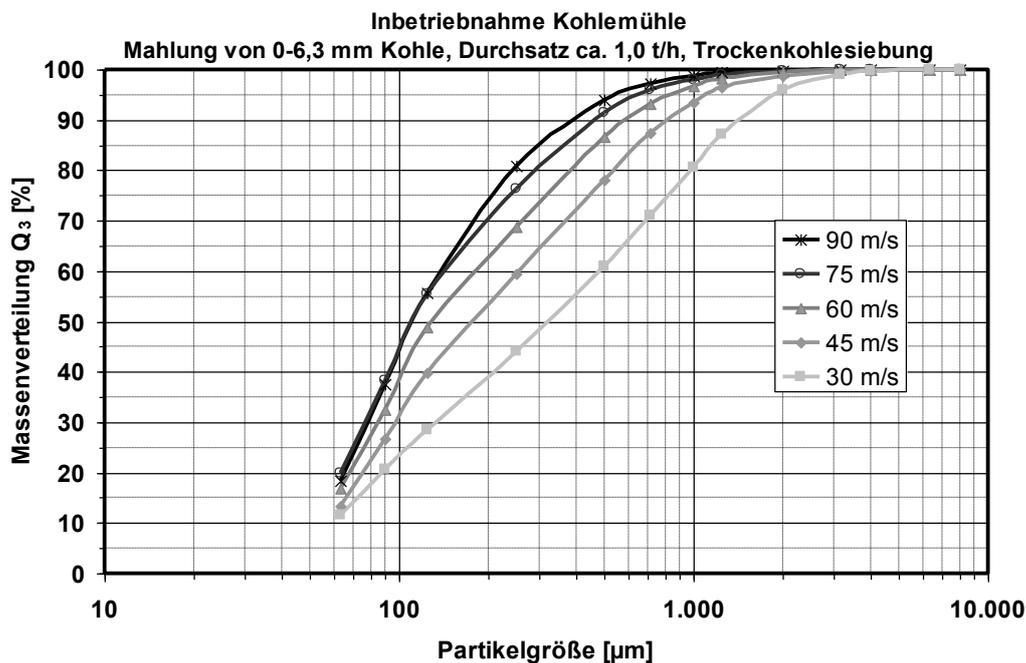


Abb. 4.1: Mahlversuche mit variiertem Hammer-Umfangsgeschwindigkeit

4.2 Wärmeübergangssonden

Zur Messung der Wärmeübergangskoeffizienten in Kaltmodellen wurden Heizsonden unterschiedlicher Durchmesser angefertigt. In einem 5 cm langen Aluminiumzylinder mit konzentrischer Bohrung befindet sich eine mit Gleichstrom betriebene Heizpatrone.

Zur Begrenzung der Wärmeübertragungsfläche in axialer Richtung wurde der Aluminiumzylinder an beiden Enden mit Kunststoff-Rundprofilen aus PTFE bzw. PA abgeschlossen. Der Kunststoff dient dabei mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{\text{PTFE/PA}} \approx 0,24 \text{ W/(mK)}$ gegenüber Aluminium mit $\lambda_{\text{Aluminium}} \approx 200 \text{ W/(mK)}$ als Wärmeisolator. Gleichzeitig bilden die Kunststoffprofile zusammen mit der Sonde den erforderlichen Strömungswiderstand (durchgehendes Rohrprofil) und stellen die

Halterung im Wirbelschichtbehälter dar. Auf diese Weise bildet die Sondereinheit ein durchgehendes, die ganze Wirbelschicht durchdringendes horizontales Heizrohr.

Die zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten notwendige Oberflächentemperatur wird über mehrere 1,0 bzw. 1,5 mm Pt 100 Widerstandstemperturfühler gegeben, die um 90° radial versetzt liegen. Aus fertigungstechnischen Gründen wird die Oberflächentemperatur nicht direkt gemessen, der dabei auftretende Fehler ist jedoch durch die Fourierschen Differentialgleichungen der stationären Wärmeleitung berechenbar [83].

Die einzelnen um jeweils 90° radial versetzt angeordneten Widerstandstemperturfühler zeigen aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums keine relevanten lokalen Temperaturunterschiede.

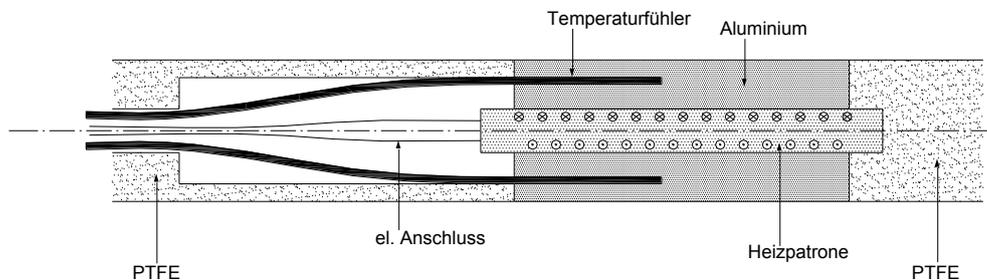


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau einer Wärmeübergangs-Sonde

Es wurden für das kleine Kaltmodell drei verschiedene Sonden mit den Durchmessern 14, 21,3 und 33,7 mm angefertigt.

Am großen Kaltmodell kamen die Durchmesser 12, 16, 22, 33, 35, 50, 80, 120 und 200 mm zum Einsatz.

4.3 Kleines Kaltmodell (Ø 12,7 cm)

Die Fluidisierung der Braunkohleschüttung erfolgt mit Stickstoff mit 4 % Restsauerstoff. Zur Registrierung des Volumendurchflusses wird der Stickstoff über eine Messstrecke geleitet, die je nach Durchsatz aus zwei verschiedenen Blenden besteht. Bei sehr geringen Stickstoffmengen kommt ein entsprechendes Rotameter zum Einsatz. Der Durchsatz kann somit von ca. 0,2 kg/h bis mehr als 70 kg/h (entspricht ca. $0,004 \text{ m/s} < u_0 < 1,3 \text{ m/s}$) gemessen werden.

Das als Wirbelzone dienende Rohr hat einen Innendurchmesser von 127 mm und eine Länge von 2000 mm. Die elektrisch betriebenen Heizsonden werden in einer Höhe von 300 mm horizontal mit Gummitüllen gasdicht befestigt.

Um unerwünschten und die Messwerte verfälschenden Staubaustrag zu minimieren, ist am Kopf der Anlage eine Querschnittserweiterung auf 290 mm Durchmesser montiert. Dadurch wird der aus der Wirbelzone ausgetragene Feinstaub durch Verringerung der Leerrohrgeschwindigkeit abgebremst und fällt zum größten Teil zurück in die Wirbelzone. Zur Sicherstellung weitgehend unveränderter Körnungen wurde der bereinigte Massenverlust bilanziert und nach jedem Versuch die Einsatzkohle erneuert.

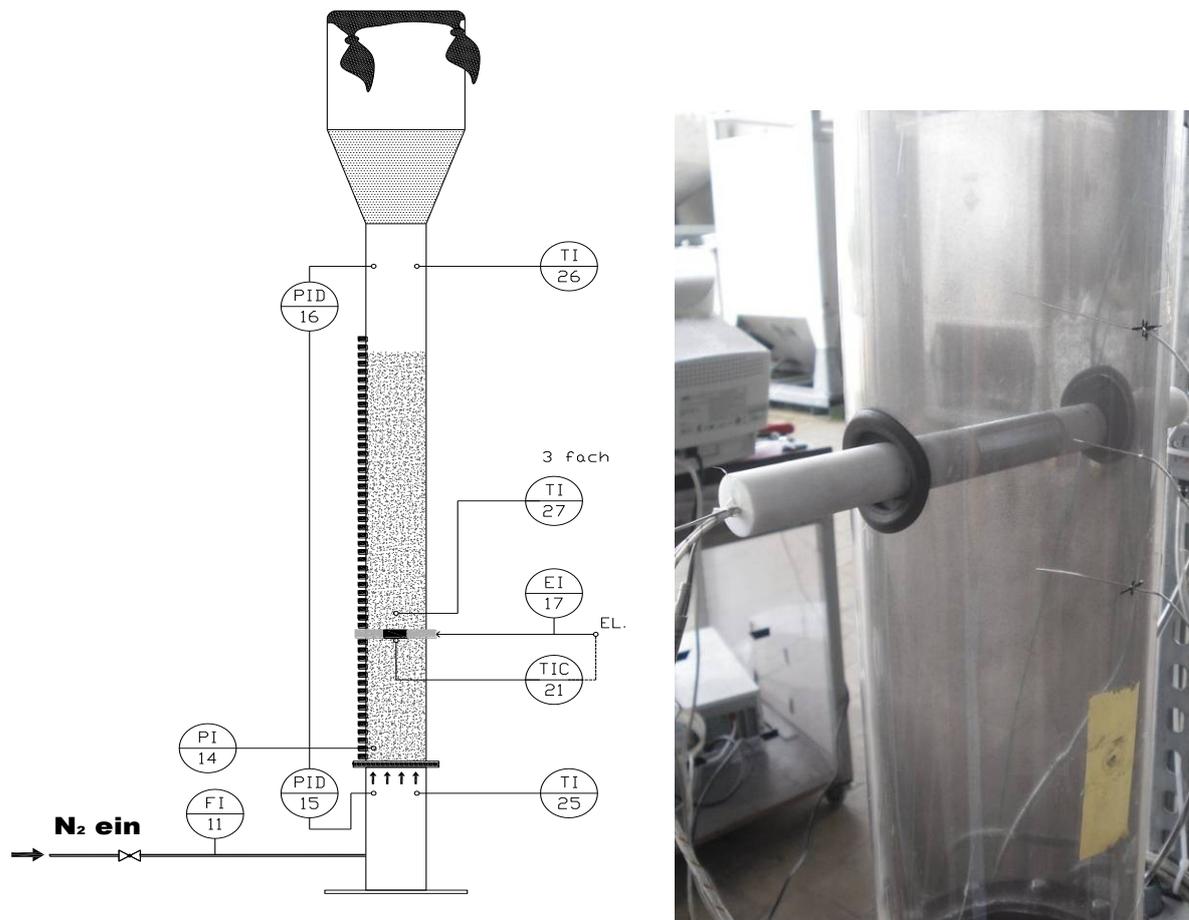


Abb. 4.3: Aufbau kleines Kaltmodell (Ø 12,7 cm) und eingebaute WÜ-Sonde [83]

4.4 Großes Kaltmodell (Ø 44,1 cm bzw. 39,0 x 39,0 cm)

Aufbau und technische Daten

Das sogenannte große Kaltmodell ist strömungstechnisch als 1:1 Nachbildung des DDWT-Versuchstrockners konzipiert. Aus diesem Grund weisen WS-Querschnitt und der als Glockenboden ausgeführte Gasverteiler annähernd die gleiche Geometrie auf. Fluidisiert wird wahlweise mit Umgebungsluft oder – wie bei Verwendung von Braunkohle ratsam – mit Stickstoff aus der Luftzerlegungsanlage mit 4 % Restsauerstoff.

Als erste Staubabscheidungsstufe stehen Zyklone zur Verfügung, wobei eine Rückführung des dort abgeschiedenen Staubs in die Wirbelschicht nachgerüstet wurde. Nach der weiteren Reinigung in Gewebefiltern gelangt das umlaufende Gas zurück zum Fluidisierungsgebläse, woran sich ein Gaskühler anschließt.

Tabelle 4.1: Technische Daten des großen Kaltmodells

Gesamthöhe:	11 m
Wirbelschichthöhe:	bis 4 m
WS-Durchmesser:	441 mm (Innendurchmesser)
Gebälseleistung:	15 kW
Leerrohrgeschw.:	0 – max. 1,2 m/s
Wirbelmedium:	Luft, Stickstoff
Gasverteiler:	Düsenboden mit 12 Glocken
Entstaubung:	Zyklone, Gewebe- u. Polzeifilter

Nachstehende Abbildung zeigt schematisch den Aufbau mit den wichtigsten Komponenten und einigen Messstellen.

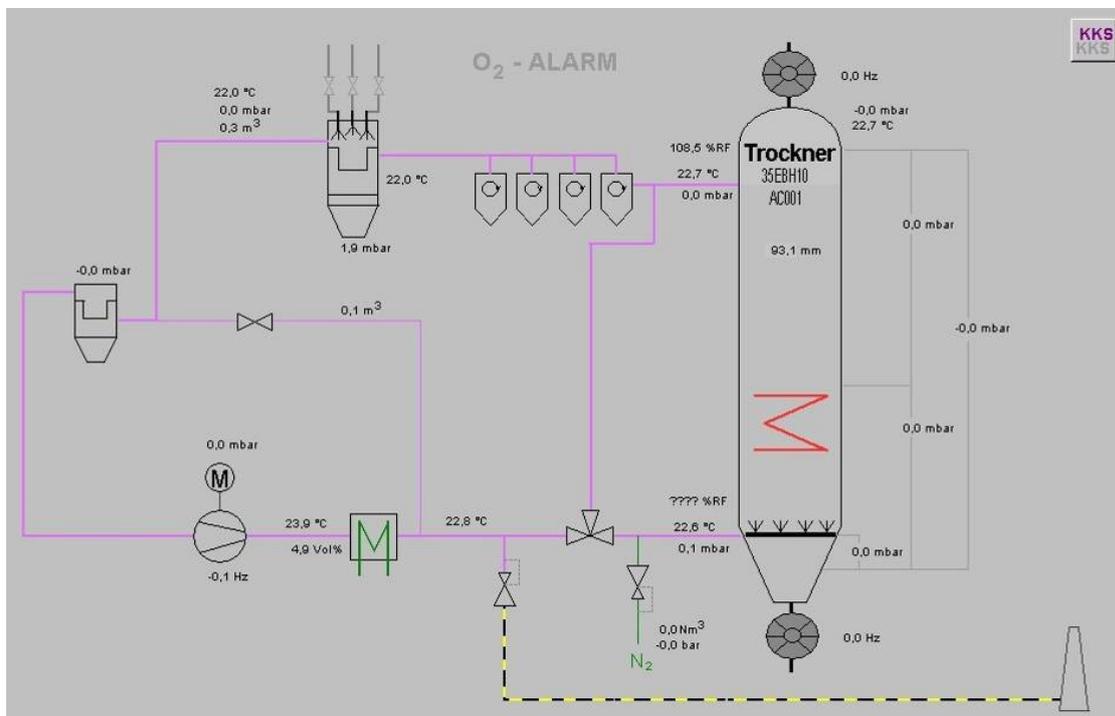


Abb. 4.4: Anlagenschema des großen Kaltmodells, mit Auswahl von Messstellen

Die Versuche wurden – abweichend von den realen Bedingungen im kontinuierlich arbeitenden Versuchstrockner – als Batchversuche durchgeführt. Durch Begrenzung des

maximalen u_0 , durch Verwendung der Staubrückführung und/oder durch Austausch der Einsatzkohle nach jedem Versuch wurde für jede Versuchsart individuell eine gleichbleibende Kohlequalität sichergestellt.

Fluidisierungsversuche mit Rohrbündeldummy

Für reine Fluidisierungsversuche mit unterschiedlichen Kohlekörnungen und -herkünften wurde kein leerer Wirbelschicht-Querschnitt verwendet, sondern ein THFL-Dummy montiert. Dieses Rohrbündelsegment besteht aus 22 Heizschlangenebenen mit insgesamt 0,95 m Höhe.

Im für (D)DWT-Anwendungen interessanten Geschwindigkeitsbereich von 0,1 bis maximal 0,8 m/s wurden Druckverluste gemessen, die Entmischung der Korngrößenfraktionen über die Wirbelschichthöhe beprobt sowie das Fluidisierungsverhalten in der transparenten Acrylglasröhre optisch bewertet. Diese Erkenntnisse dienten als Basis für die folgenden Wärmeübergangsmessungen.



Abb. 4.5: Tauchheizflächen-Dummy und Düsenboden des Kaltmodells

Wärmeübergangsmessungen mit quadratischem Querschnitt

Für die Wärmeübergangsmessungen war der runde Querschnitt ungeeignet, so dass das unterste Metersegment gegen einen flächengleichen quadratischen Querschnitt (39,0 x 39,0 cm) ersetzt wurde. In einem entsprechenden Metallrahmen wurden leicht

austauschbare PET Kunststoffplatten montiert, welche als Seitenwände und Rohrhalterungen dienen.

Messungen erfolgten am Einzelrohr und in Rohrbündeln unterschiedlicher Geometrie.

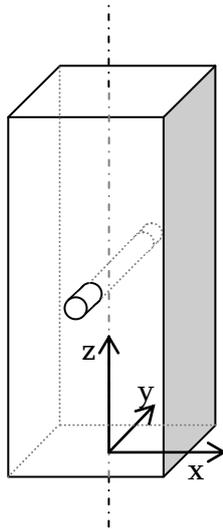


Abb. 4.6: Achsenbenennung am großen Kaltmodell und Ansicht einer Wärmeübergangsmessung am Rohrbündel mit beheizten Nachbarrohren

Sämtliche Wärmeübergangsmessungen fanden unter Verwendung einer einheitlichen Einsatzkohle statt. Diese wurde selbst aufbereitet, durch Aufmahlung einer 0-6,3 mm Veredlungskohle der VE-M auf die Körnung 0-2 mm bei einer Umfangsgeschwindigkeit von 67,5 m/s (45 Hz), siehe Anhang A4. Wenn nicht anders angegeben, lag der Wassergehalt bei ca. 31 %. Die Mehrfachsiebung erfolgte wie immer bei ca. 20 % und lieferte folgende Werte:

- d_{50} : 123 μm
- d_{MARTIN} : 94 μm
- d_{32} : 73 μm
- $R(1.000 \mu\text{m})$: 3,3 % (Siebrückstand auf 1.000 μm)
- $R(500 \mu\text{m})$: 13,4 % (Siebrückstand auf 500 μm)

Im Rahmen von Vorversuchen wurde untersucht, ob der eher grobgegliederte Gasverteiler aus 12 Glocken negativen Einfluss auf α_{ws} am 22 mm Einzelrohr hat. Der zu Vergleichszwecken angefertigte alternative Gasverteiler ist ein deutlich homogenerer Düsenboden, bestehend aus 324 Bohrungen à 6 mm Durchmesser. Es wurde darauf geachtet, dass die Druckverluste über den Gasverteilern gleich sind.

Außerdem wurde der Einfluss der Höhe über Gasverteiler auf α_{ws} untersucht, bei identischer Wirbelschicht-Gesamthöhe. Bei den Messungen mit 30, 50 und 70 cm über Gasverteiler sind deutliche Unterschiede messbar. Mit zunehmendem Abstand zum Boden wächst α_{ws} an, um rund 15-20 %. Dies gilt unabhängig von der Bauart des Gasverteilers.

Entgegen den Erwartungen bewirkte der Glockenboden sogar um ca. 5-7 % höhere Werte für α_{ws} .

Nach Abschluss dieser Vorversuche erfolgten die weiteren Einzelrohrmessungen in einer Höhe von 50 cm über dem Gasverteiler, bestehend aus 12 Glocken wie in Abb. 4.5 dargestellt.

Die Versuche mit Rohrbündeln unterschiedlicher Geometrie fanden ebenfalls am großen Kaltmodell statt. Für jede Rohrbündelgeometrie wurden individuelle Trägerplatten angefertigt und so montiert, dass sich die unterste Rohrebene wiederum in ca. 50 cm Höhe über dem Glockenboden befand.

4.5 DDWT-Versuchsanlage der BTU Cottbus (Ø 43,7 cm)

Der DDWT-Versuchstrockner der BTU Cottbus ermöglicht in kontinuierlicher Betriebsweise einen Durchsatz von bis zu 500 kg/h Rohkohle. Aufbau und Funktionsweise wurden bereits in mehreren Veröffentlichungen detailliert beschrieben, u. a. in [49] und [50]. Abb. 4.7 zeigt die Anlage schematisch, technische Daten finden sich in Tabelle 4.2.

Als Besonderheit der Anlagenkonfiguration ist die optional zuschaltbare Rückführung von im Brüdenfilter (Gewebefilter) abgeschiedenem Kohlestaub zu nennen.

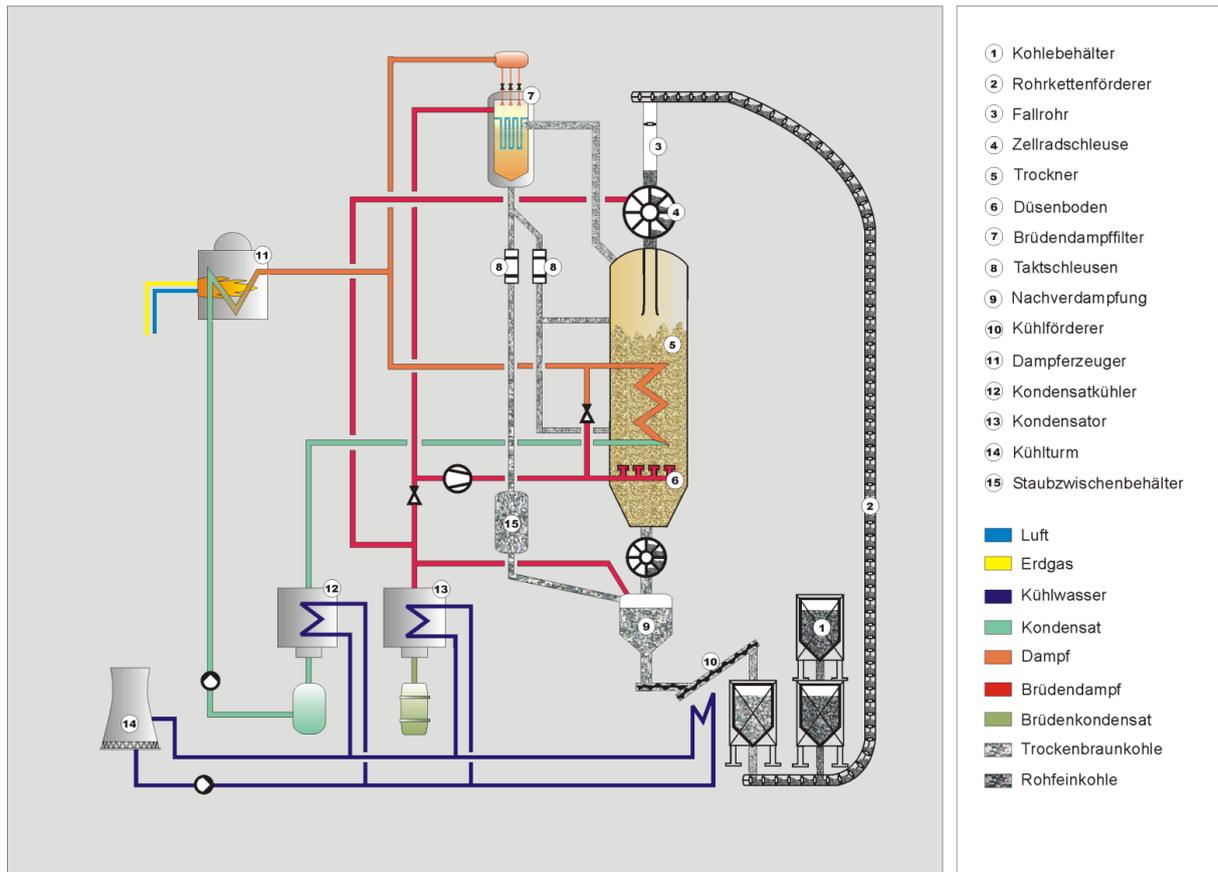


Abb. 4.7: Anlagenschema des DDWT-Versuchstrockners

Tabelle 4.2: Technische Daten des DDWT-Versuchstrockners

Rohfeinkohle-Durchsatz:	bis 500 kg/h
Kornspektrum:	0-1 bis 0-6 mm
TBK-Wassergehalt:	5 – 35 %
Wasserverdampfungsleistung:	50 – 250 kg/h
Durchmesser Wirbelschicht:	437 mm
Grundfläche Wirbelschicht:	0,15 m ²
Wirbelschichthöhe fluidisiert:	bis 3.600 mm
Trocknerhöhe:	ca. 6.000 mm
Systemdruck (absolut):	1,1 – 6,5 bar
Systemtemperatur:	110 – 165 °C
Heizdampf:	bis 16 bar
Heizrohrdurchmesser:	21,3 mm
Heizrohr-Wandstärke:	2 mm

Durch die Aufteilung des Rohrbündels in 4 separat bilanzierte Segmente ist es möglich, die Auswirkungen der lokal unterschiedlichen Fluidisierungszustände auf den k-Wert zu

5 Wärmeübergang in einer realen Kohlewirbelschicht

5.1 Einfluss der Polydispersität von Braunkohle

5.1.1 Ermittlung der Lockerungsporosität

An mehreren Stellen wurde bereits auf das abweichende Verhalten von realen, polydispersen Kohlen im Vergleich zu monodispersen Feststoffen hingewiesen.

Bevor darauf näher eingegangen wird, soll die zur Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten nach den Modellen von Martin und Dietz - nach Festlegung der Stoffdaten in Kap. 3.1.2.2 - letzte fehlende Größe ε_{mf} betrachtet werden. Durch Fluidisierungsversuche im kleinen und großen Kaltmodell konnte der Lockerungspunkt entweder gar nicht (z.B. wegen Entmischung bei Grobkorn) oder nicht ausreichend genau bestimmt werden. Da in jedem Fall gilt $\varepsilon_0 < \varepsilon_{mf} < \varepsilon_{cf}$ (mit „cf“ als Index für eine optisch vollständig ausgebildete Wirbelschicht), wurden ε_0 und ε_{cf} für die verwendeten Kohlen über dem Wassergehalt aufgetragen und das dazwischen liegende ε_{mf} durch ein Polynom angenähert. Aus den eigenen Messungen ist bekannt, dass ε_{mf} für niedrige w näher bei ε_{cf} liegt:

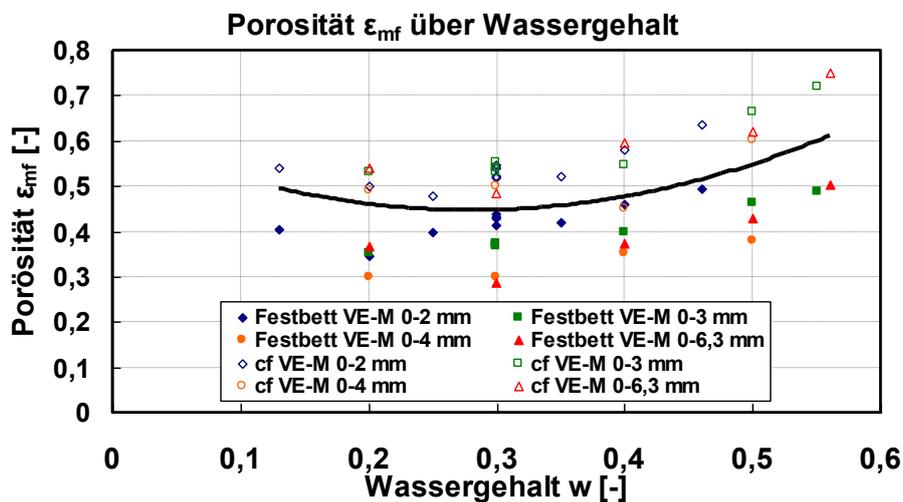


Abb. 5.1: Porosität über Wassergehalt – Versuche im kleinen Kaltmodell

$$\varepsilon_{mf} = 2,1071w^2 - 1,1833w + 0,6131 \quad \text{für } w \geq 12 \% \quad (5.1)$$

Es wird deutlich, dass ε im betrachteten Bereich weitgehend unabhängig vom Partikeldurchmesser ist. Somit hat auch die Polydispersität für die betrachteten Körnungen keinen Einfluss auf ε_{mf} .

5.1.2 Wahl des geeigneten mittleren Durchmessers

In Tabelle 3.3 sind die relevanten mittleren Durchmesser der Wirbelschichttechnik aufgeführt. Zur Verdeutlichung zeigt Tabelle 5.1 diese für das Fein- und Grobkorn aus Abb. 3.4:

Tabelle 5.1: Auswahl des geeigneten mittleren Durchmessers

[μm]	d_{50}	d_{MARTIN}	d_{32}	RRSB: d' ; n	d_{eq}
VE-M 0-6,3 mm	1.328	507	268	1.563 ; 0,866	?
VE-M 0-2 mm	180	122	89	310 ; 0,757	?

Aufgrund Ihrer Definition enthalten einzig d_{MARTIN} und d_{32} Informationen über die die Korngrößenverteilung bildenden Einzelfractionen, mit unterschiedlicher Gewichtung. Der Durchmesser halben Massendurchgangs d_{50} (wie auch d') ist naturgemäß ungeeignet für Angaben zur Polydispersität. Der RRSB-Parameter n ist hierfür prinzipiell sehr gut geeignet. Da er jedoch ebenfalls auf der Siebanalyse⁹ basiert, ist auch er durch die Wahl der Siebschnitte stark beeinflussbar und eingeschränkt im Blick auf die feinsten Fraktionen unterhalb des kleinsten Siebschnittes. Zudem besteht bei der (manuellen) Bestimmung von n im RRSB-Diagramm Deutungsspielraum. Damit steht dem hohen Aufwand der Ermittlung von n kein angemessener Zusatznutzen entgegen.

Anhand der Wärmeübergangsversuche im kleinen Kaltmodell wird im Folgenden gezeigt, welcher Durchmesser der geeignetste für eine Berechnung von α_{WS} nach Martin oder Dietz ist. Hierfür werden in Paritätsdiagrammen gemessene und berechnete α_{WS} gegenübergestellt.

Die experimentelle Basis besteht hier aus 27 Messreihen mit Kohlen sowie 5 Messreihen mit Glaskugeln, aus deren Verlauf $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ der Maximalwert $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ ermittelt wurde. Zur Berechnung wurden die Stoffdaten $c_p, \lambda_p, \rho_p, \varepsilon_{mf} = f(w)$ wie vorgestellt verwendet, die Sphärizität wurde vereinfachend mit $\varphi=1$ berücksichtigt. Der Sondendurchmesser betrug immer 21,3 mm.

⁹ Die Siebanalysen wurden standardmäßig am Siebturm durchgeführt, bestehend aus den Einzelsieben 63-90-125-250-500-710-1.000-1.250-2.000-3.150-4.000-6.300 μm

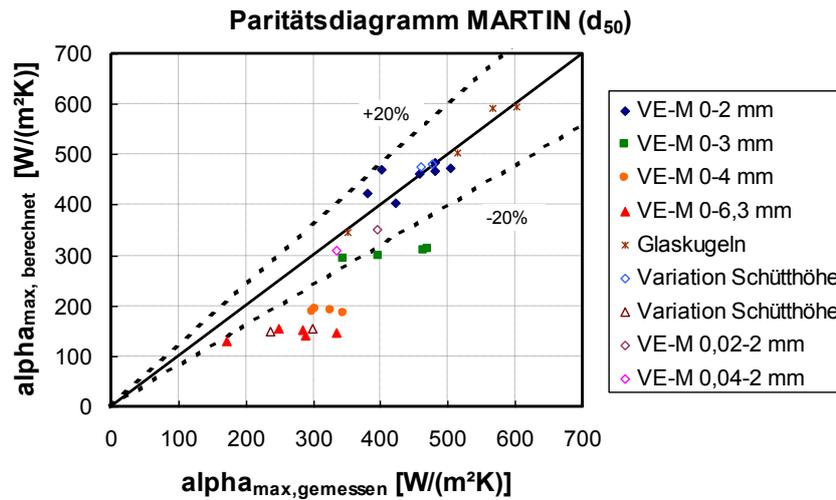


Abb. 5.2: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ nach Martin auf Basis des d_{50}

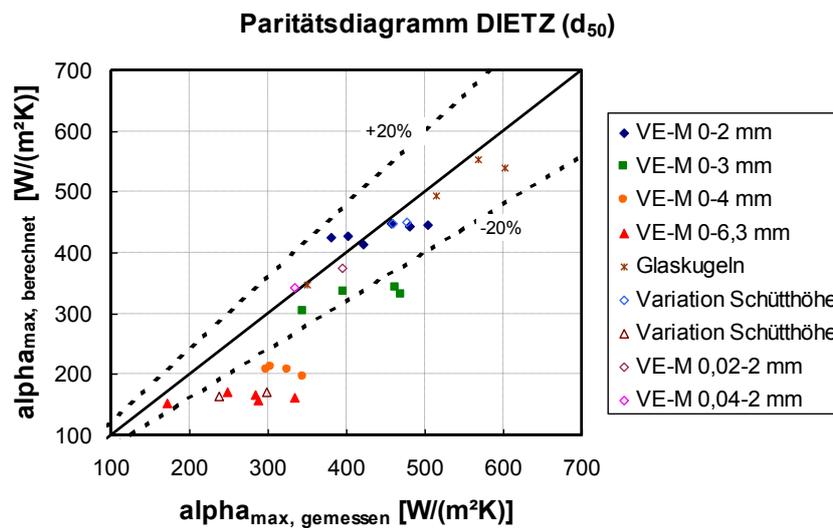


Abb. 5.3: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ nach Dietz auf Basis des d_{50}

Die Diagramme auf Basis des d_{50} zeigen übereinstimmend zu niedrige theoretische Werte, insbesondere beim Grobkorn.

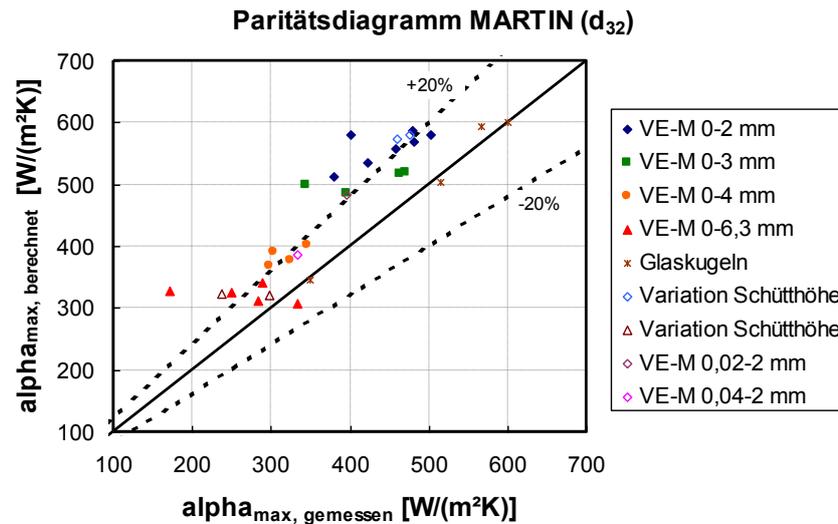


Abb. 5.4: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ nach Martin auf Basis des d_{32}

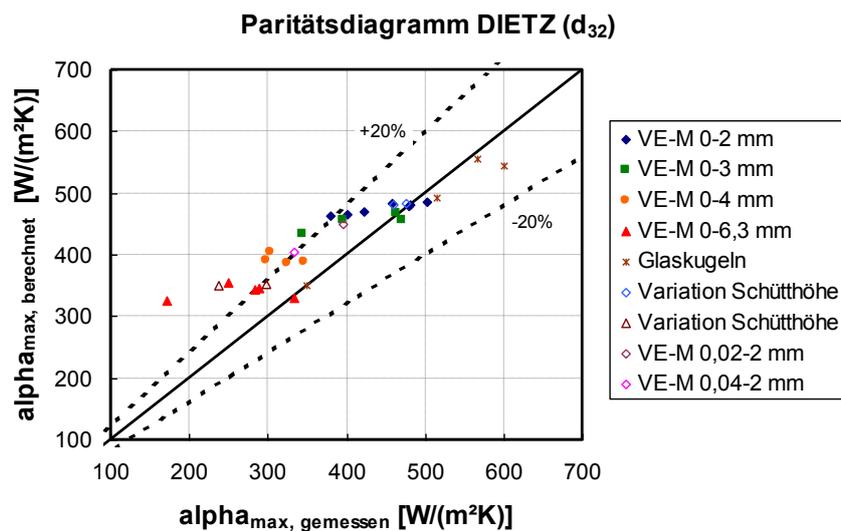


Abb. 5.5: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ nach Dietz auf Basis des d_{32}

Die Diagramme auf Basis des Sauterdurchmessers ergeben für Kohlen nach Martin durchgängig ca. 20 % zu hohe Theoriewerte. Auch bei Dietz liegen die Werte tendenziell eher zu hoch, insbesondere im Grobkornbereich.

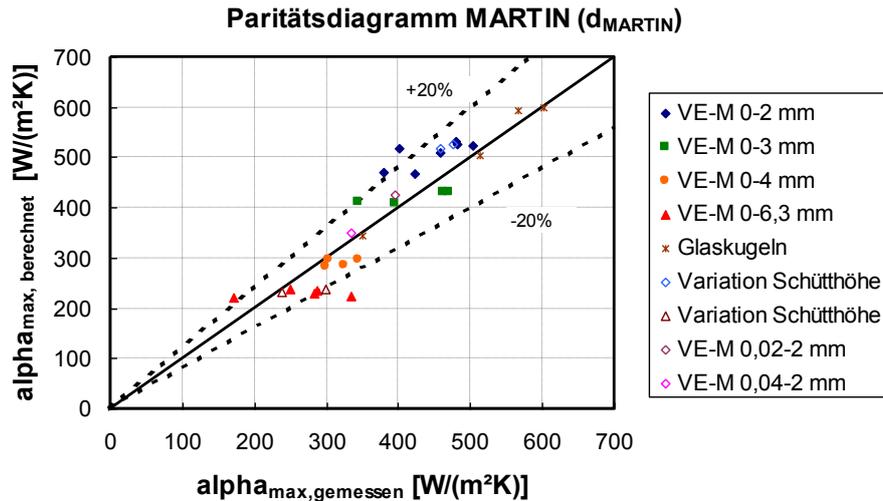


Abb. 5.6: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ nach Martin auf Basis des d_{MARTIN}

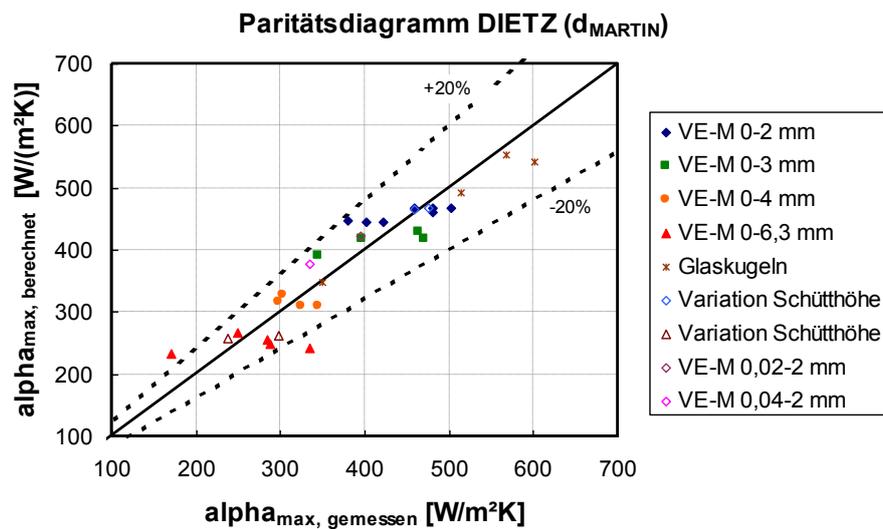


Abb. 5.7: Paritätsdiagramm für $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ nach Dietz auf Basis des d_{MARTIN}

Wird der Martin-Durchmesser als Basis herangezogen, zeigen die Werte beider Theorien die beste Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Somit kann der von Martin selbst eingebrachte Durchmesser [77] nicht nur bestätigt, sondern auch explizit für Dietz empfohlen werden. Dessen Modell zeigt zudem eine etwas bessere Übereinstimmung und weniger Ausreißer aus dem $\pm 20\%$ Toleranzbereich.

5.1.3 Einführung des 40- μm -Kriteriums

Beim Vergleich der $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ -Werte von Feinkornkohlen 0-2 mm unterschiedlicher Zusammensetzung aus den drei größten deutschen Braunkohlenrevieren führt die

Einteilung nach den gängigen mittleren Durchmessern zu keinem befriedigenden Ergebnis. Abb. 5.8 zeigt dies am Beispiel des d_{MARTIN} , da $\alpha_{\text{WS,MAX}} = f(d_{\text{MARTIN}})$ im Vergleich zur Auftragung über d_{50} oder d_{32} wiederum die präziseste Punktwolke liefert.

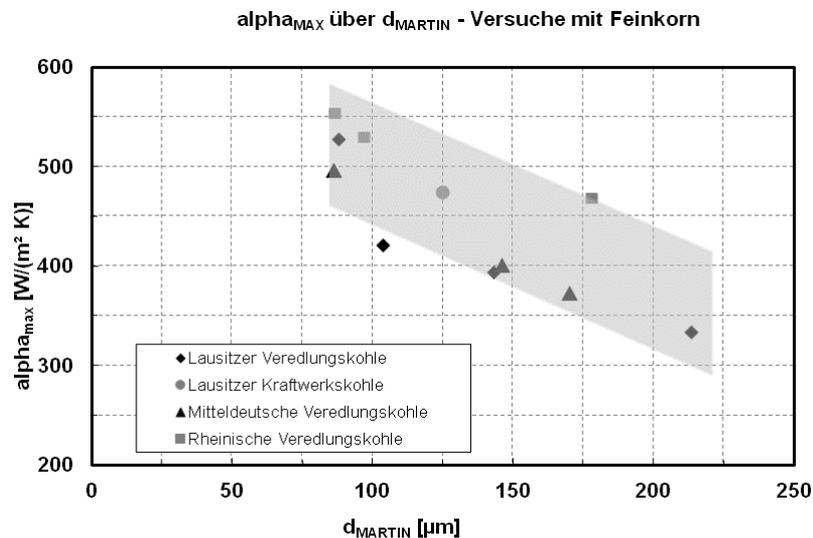


Abb. 5.8: $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ über Martindurchmesser – Versuche mit Feinkorn 0-2 mm im kleinen Kaltmodell, $w \approx 20\%$, verwendete Kohlen siehe Anhang A1

Es ist unschwer zu erkennen, dass es der Funktion $\alpha_{\text{WS,MAX}} = f(d_{\text{MARTIN}})$ an Eindeutigkeit fehlt. Die Abweichungen vom Mittelwert betragen rund $\pm 15\%$, einzelne Kohlenherkünfte (Rheinisches Revier) erscheinen deutlich vorteilhafter. Lausitzer Kohlen finden sich erstaunlicherweise am unteren wie am oberen Rand der Punktwolke. Mit den nur geringfügig abweichenden Stoffdaten der verwendeten Kohlen ist eine solche Abweichung keinesfalls erklärbar.

Das Modell nach Martin prognostiziert ein maximales α_{WS} für monodisperse Partikeldurchmesser von $40 \mu\text{m}^{10}$. Dietz beschreibt kein solches Maximum, lässt aber für $d_p < 40 \mu\text{m}$ keinen relevanten Anstieg mehr erwarten. Wie in Kap. 2.3.3 dargelegt, führt eine Beimischung von feinen Partikeln zu einer deutlichen Steigerung von α_{WS} des Feststoffgemisches, wobei das α_{WS} der monodispersen Feinfraktion durch deren Zumischung beinahe erreicht werden kann [1] [14]. Sollte diese Beobachtung zutreffen, so müsste der Massenanteil $\omega < 40 \mu\text{m}$ ein Maß für die Höhe von $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ sein.

¹⁰ Die Ursachen hierfür sind die erschwerte Fluidisierbarkeit von Geldart C Partikeln sowie die „kapazitive Hemmung“, also die Verringerung der Wärmefähigkeit durch immer kleinere Partikel (Erreichen der Isothermie während des Partikel-Wand-Kontaktes limitiert lt. Martin den Wärmeübergang).

$$\omega_{40} = \frac{m_{<40\mu\text{m}}}{m_{\text{gesamt}}} \quad (5.2)$$

Die Analyse des ω_{40} (sowie des ebenfalls betrachteten Bereichs ω_{20} bis ω_{60} erfolgte mittels der Messwerte des Laser-Streulichtspektrometers, welches im Bereich 0-3.000 μm arbeitet. (Details hierzu sind in Anhang A1 ersichtlich.)

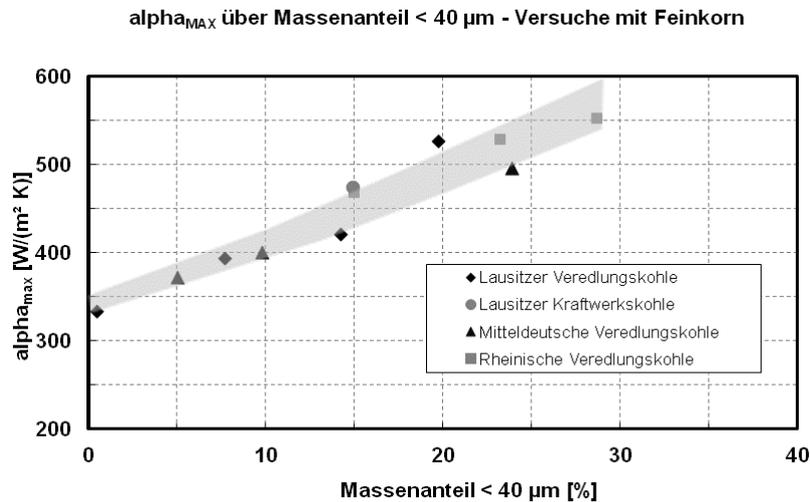


Abb. 5.9: $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ über ω_{40} – Versuche mit Feinkorn 0-2 mm im kleinen Kaltmodell, $w \approx 20\%$, verwendete Kohlen siehe Anhang A1

Die Darstellung nach Abb. 5.9 zeigt einen wesentlich präziseren Zusammenhang auf Basis des ω_{40} -Kriteriums, die Abweichung beträgt nur noch ca. $\pm 5\%$. Die Gültigkeit beschränkt sich auf Feinkorn-Braunkohlen im Bereich 0-1 bis 0-3 mm und damit auf den technisch relevanten Bereich der Feinkorntrocknung. Grobkorn und monodisperse Wirbelgüter passen nicht in dieses Schema.

Das ω_{40} -Kriterium ist geeignet zur Klassifizierung von Feinkornkohlen und zur Erhöhung der Vorhersagegüte bei der Berechnung von α_{WS} . Abb. 5.7 verdeutlicht die Eignung des d_{MARTIN} . Auf Basis des ω_{40} -Kriteriums wird folgende, modifizierte Berechnung des Martindurchmessers vorgeschlagen (Gültigkeit nur für in Hammermühlen erzeugte deutsche Feinkornkohlen). Sie beruht auf einer Exponentialfunktion und ist mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate adaptiert:

$$d_{40} \text{ bzw. } d_{\text{MARTIN}}^* = 300 \cdot \exp(-4,8 \cdot \omega_{40}) \text{ } [\mu\text{m}] \quad (5.3)$$

Dessen Verwendung führt zu folgender, wesentlich präziserer Darstellung $\alpha_{\text{WS,MAX}} = f(d_{\text{MARTIN}}^*)$.

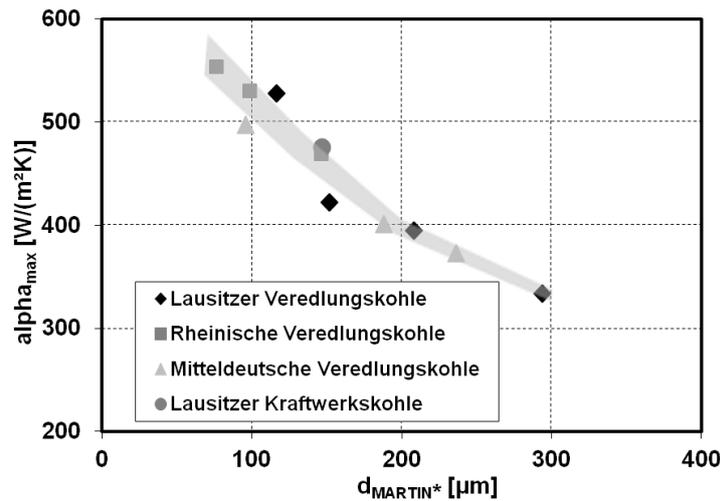


Abb. 5.10: $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ (Messwerte) über modifiziertem Martindurchmesser – Versuche mit Feinkorn 0-2 mm im kleinen Kaltmodell

5.1.4 Austragsproblematik und Staubrückführung

Die Berechnung von Massenstrom und Zusammensetzung des Austrages eines realen Wirbelschichtreaktors ist ähnlich komplex wie die des Wärmeübergangs selbst. Vor allem aber ist sie hier nicht sinnvoll, da das Resultat immer an einen konkreten Betriebszustand in einer individuellen Anlagengeometrie gebunden ist.

Wie in Abb. 3.21 beispielhaft dargestellt, ergibt sich durch die Wasserverdampfung im Trockner ein Zuwachs der Leerrohrgeschwindigkeit über die Höhe, gemäß Abb. 5.11. Dieser addiert sich zur unteren Leerrohrgeschwindigkeit (ca. 0,1-0,2 m/s bei Feinkorn) und ist Ursache für den Austrag der Feinfraktionen der polydispersen Kohle.

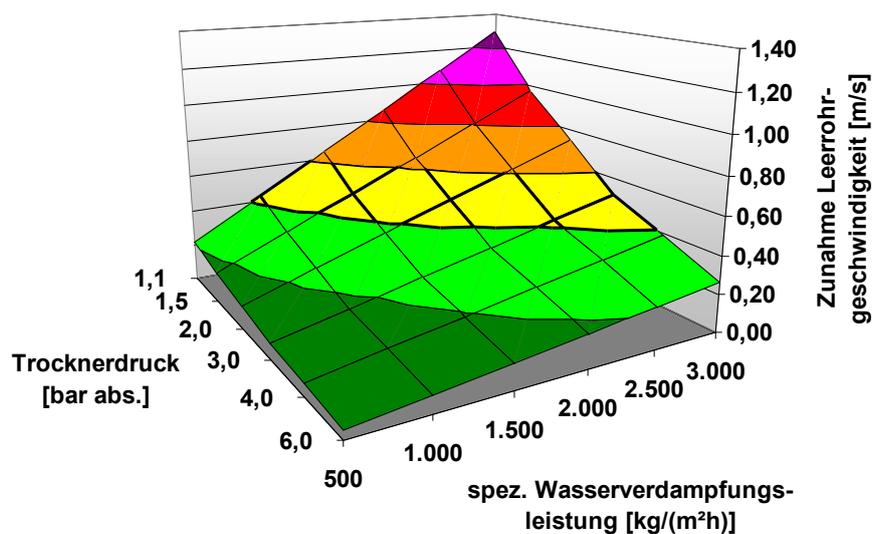


Abb. 5.11: Zunahme der Leerrohrgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Trocknerdruck und spezifischer Wasserverdampfungsleistung

Erfahrungsgemäß sollte der Zuwachs von u_0 im BTU-Trockner – je nach Trocknerdruck - bei maximal 0,6 m/s liegen, um einen stabilen Trocknerbetrieb zu gewährleisten. Dies berücksichtigt ergibt sich eine maximale obere Leerrohrgeschwindigkeit von 0,8 m/s, im Druckbetrieb häufig auch 0,35 – 0,5 m/s. Interessant aus Sicht des Wärmeübergangs ist nun der Anteil an Kohle, der unter diesen Bedingungen ausgetragen wird, da zwangsläufig auch die Fraktion $< 40 \mu\text{m}$ betroffen ist.

Tabelle 5.2: Im Filter abgeschiedene Staubmassenstromanteile bei Fahrweise Staubausschleusung – Feinkorn im DDWT-Versuchstrockner, 1,2 bar $< p < 4,0$ bar abs.

Staubausschleusung im (D)DWT-Versuchsbetrieb	Massenstromanteil im Filter bezogen auf Gesamt-TBK-Strom [%]
Minimum	13 %
Maximum	56 %
Normalbereich	20 % bis 40 %
Kurzfristiges Maximum bei Umschaltung von Staubrückführung auf Staubausschleusung	68 % bis > 100 % (> 100 % heißt, dass Füllstand im Trockner sinkt)

Der ausgetragene Staub enthält in der Regel ein Spektrum von 0-300 μm , mit einem d_{50} von ca. 40-60 μm . Der ω_{40} -Wert der über die Austragsschleuse aus dem Trockner geförderten TBK liegt nahe Null, mit entsprechenden Folgen für die erzielbaren k-Werte im Trockner.

Um diese negativen Konsequenzen für α_{ws} zu vermeiden, wurde am Versuchstrockner die sogenannte Staubrückführung (SR) als alternativer Staubpfad nachgerüstet, siehe Abb. 4.7, Nr. 8. Sämtlicher im Gewebefilter abgeschiedener Staub wird mittels einer zusätzlichen Taktschleuse zurück in den Trockner geführt. Der Staub wird wahlweise im Freiraum ca. 0,5 m oberhalb der Wirbelschicht abgeworfen oder auf der Höhe des untersten Heizrohrbündels in die Wirbelschicht geleitet. In den durchgeführten Versuchen hatte die Wahl des Rückführpfades keinen Einfluss auf den k-Wert.

Unter der Annahme der Vernachlässigbarkeit des Abriebs ist die Korngrößenverteilung der *ausgetragenen* Gesamt-TBK für die Betriebsweisen mit/ohne SR identisch. Die Zusammensetzung der TBK *im Trockner* ist jedoch stark davon abhängig.

Im Betrieb mit SR findet ein Aufkonzentrieren exakt der Fraktionen statt, die ohne SR ausgetragen würden. Die Werte aus Tabelle 5.2 (Betriebsartenwechsel) deuten darauf hin, dass mit SR durchaus das Doppelte und mehr der ursprünglich enthaltenen Massenanteile $< 63 \mu\text{m}$ im Trocknerinventar erreicht werden kann. Der Betrieb mit SR vermeidet also

nicht nur die Reduzierung des ω_{40} , sondern führt sogar zu einer deutlichen Erhöhung desselben. Diese stark veränderte Zusammensetzung des Trocknerinventars führt in der Praxis zu folgenden (Mittel-) Werten:

Tabelle 5.3: Vergleich DDWT-Versuche mit/ohne SR – VE-M 0-2 mm, errechnete Mittelwerte aus mehreren Versuchspunkten;

SR im (D)DWT-Versuchsbetrieb	ohne SR	mit SR	Differenz
Druckverlust über Gesamt-Heizfläche	100 %	84 %	-16 %
k-Wert 3.1 / k-Wert gesamt	87 %	115 %	+28 %
k-Wert 3.2 / k-Wert gesamt	107 %	122 %	+15 %
k-Wert 3.3 / k-Wert gesamt	106 %	116 %	+10 %
k-Wert 3.4 / k-Wert gesamt	101 %	108 %	+7 %
relativer k-Wert (Gesamt)	100 %	115 % (109 - 121 %)	+ ca. 15 %

In Tabelle 5.3 zeigt sich deutlich der positive Einfluss der Staubrückführung. Durch das mit Feinanteilen aufkonzentrierte Inventar sinkt der spezifische Druckverlust bei gleicher unterer Leerrohrgeschwindigkeit. Somit sinkt der Energiebedarf für die Fluidisierung. Gleichzeitig führt die Fahrweise mit SR zu einem höheren k-Wert insbesondere im oberen Bereich der Wirbelschicht. Aufgrund des hier maximalen u_0 ist im oberen Bereich der Anteil der Feinstfraktionen am höchsten.

Bei beiden Fahrweisen finden sich die höchsten k-Werte bei stabilem Betrieb im Bereich des Rohrbündels 3.2 oder 3.3. Hier liegen offensichtlich die besten Werte von ε bzw. u_0 , w und bei Fahrweise mit SR auch beim Körnungsband vor. Als Ursache für die niedrigeren k-Werte im obersten Bereich 3.1 werden die zeitweise gebildeten Agglomerate durch Eintrag nasser RFK (Stichwort: Aufheizkondensation) vermutet, teilweise auch in Verbindung mit in diesem Bereich zu hohen ε -Werten.

Bei den genannten Auswirkungen der SR auf den Trocknerbetrieb ist zu beachten, dass die Werte an einem Versuchstrockner mit konstanter Querschnittfläche gewonnen wurden. Bei vielen Wirbelschichten ist eine konische Erweiterung des Querschnitts im Freiraum üblich, welche den Staubaustrag bei gleicher Anfangsfluidisierung reduziert. Insofern sind die Auswirkungen einer SR immer an die konkrete Anlagengeometrie gebunden.

In Bezug auf die Vorausberechnung des zu erwartenden α_{ws} ist nicht die Aufgabekörnung entscheidend (und auch nicht die des TBK-Produktes), sondern allein die effektiv im Trocknerinventar vorhandene Korngrößenverteilung. Diese kann durch Staubaustrag oder -rückführung deutlich von der RFK- und TBK-Körnung abweichen.

5.2 Einfluss des Kohlewassergehaltes

5.2.1 Spezifische Wärmekapazität als Funktion des Kohlewassergehaltes

Der in technischen Trocknern angestrebte Endwassergehalt von Braunkohlen liegt in der Regel zwischen 3 und 20 %, bei 53-56 % Wassergehalt von Lausitzer Rohkohlen. Wie in Kap. 3.1.2.2 ausgeführt, berechnet sich die spezifische Wärmekapazität $c_p = f(w)$ der Kohle gemäß

$$c_p = (1 - w) \cdot 1,28 + w \cdot 4,18 \quad [\text{kJ}/(\text{kgK})] \quad (\text{bei } 20^\circ\text{C}) \quad (5.4)$$

und liegt für Wassergehalte von 0 bis 56 % zwischen 1,28 und 2,90 kJ/kg. Für die Rohdichte ergeben sich gemäß Gl. (3.5) Werte zwischen 916 und 1.111 kg/m³. Der effektiv vorliegende Wassergehalt des am partikelkonvektiven Wärmeübergang beteiligten Feststoffs beeinflusst somit rechnerische (nach Martin und Dietz) und tatsächlich gemessene Werte von α_{ws} in erheblichem Maße. Wärmekapazität und Rohdichte verringern bei sinkendem Wassergehalt das erzielbare α_{ws} .

5.2.2 Einfluss der Rheologie – Fließverhalten und Fluidisierbarkeit

Die Ursachen für die bekannte und offensichtliche Nicht-Fluidisierbarkeit von grubenfeuchter Rohkohle sind im Fachgebiet der Schüttgutmechanik zu finden.

Fluidisierung eines Partikelsystems ist nur dann möglich, wenn die innerpartikulären Haftkräfte überwunden werden können. Bei trockenen, feinkörnigen Feststoffen wirken vor allem Van-der-Waals-Kräfte und elektrostatische Kräfte, wobei erstere bei sehr engem Kornkontakt (Partikelberührung) deutlich stärker wirken [118]. Diese Kräfte sind der Grund für die Einteilung der sehr feinkörnigen Wirbelgüter in die Gruppe C („kohäsiv“) im ausschließlich für trockene Feststoffe gültigen Geldart-Diagramm gemäß Abb. 3.15.

Bei gleichem Partikelabstand sind bei Anwesenheit von Oberflächenwasser die Haftkräfte durch Flüssigkeitsbrücken wesentlich größer als die Summe aller anderen Haftkräfte ([118] [120]) und bestimmen daher bei feinkörniger Braunkohle Fließverhalten und letztlich die Fluidisierbarkeit. Während bei klassischen Schütt- und Wirbelgütern wie Sand oder Glaskugeln alles vorhandene Wasser als Oberflächenwasser vorliegt, ist bei Braunkohle ein erheblicher Anteil im Korn gebunden, so dass unterhalb eines bestimmten Wassergehaltes kein Oberflächenwasser und damit keine Flüssigkeitsbrücken mehr vorliegen. Abb. 3.9 zeigt dies lediglich qualitativ und indirekt über den Trocknungsverlauf

mit quasi-konstanter Trocknungsgeschwindigkeit im Bereich des Oberflächenwassers. Der Bereich des Oberflächenwassers ist zudem – wie im Trocknungsversuch lt. Abb. 3.10 dargestellt – offensichtlich auch von der Korngröße abhängig: je feiner die Aufmahlung der Kohle, umso kleiner die Kapillarlängen und -volumina, desto mehr Wasser liegt oberflächlich vor.

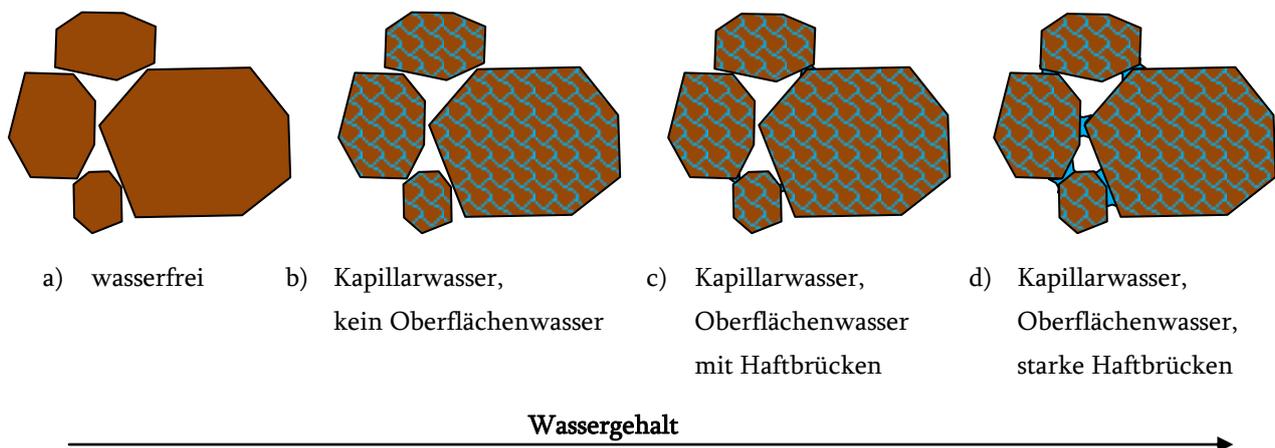


Abb. 5.12: Reduzierung Flüssigkeitsbrücken während Trocknung (von rechts nach links)

Abb. 5.12 zeigt schematisch den für Rohkohle relevanten Bereich. Der Sättigungsgrad S gibt an, wie viel des Hohlraumvolumens der Schüttung mit Flüssigkeit gefüllt ist:

$$S = \frac{V_{\text{Wasser}}}{V_{\text{Hohlraum}}} = \frac{V_{\text{Wasser}}}{V \cdot \varepsilon} \quad (5.5)$$

Selbst grubenfeuchte Braunkohle liegt im Sättigungsgrad weit unterhalb von 1, bildet jedoch Flüssigkeitsbrücken. Da bei Rohkohle der (Oberflächen-)Wassergehalt gegeben, ε jedoch abhängig von der Schüttdichte ist, sollte z.B. nach Aufmahlung eine erneute Verdichtung durch Silolagerung oder Abwurf in eine ruhende Schüttung vermieden und stattdessen die Kohle möglichst direkt in den (D)DWT-Trockner eingetragen werden.

Dennoch ist oberhalb eines gewissen Wassergehaltes die Fluidisierbarkeit und damit der erreichbare Wert von α_{ws} limitiert.

Auch der Verlauf von $\varepsilon = f(w)$ in Abb. 5.1 zeigt für ε_{cf} Werte von $\approx 0,5$ für Wassergehalte $< 40 \%$. Ab $w > 40 \%$ ist der sich vergrößernde Hohlraumvolumenanteil experimentell deutlich nachgewiesen – ein Beleg für die mit dem Wassergehalt wachsenden Oberflächenhaftkräfte.

Der begrenzende Einfluss der Flüssigkeitsbrücken auf die Fluidisierbarkeit zeigt sich am Beispiel des Schüttungs-Volumenelementes in Abb. 5.13 wie folgt:

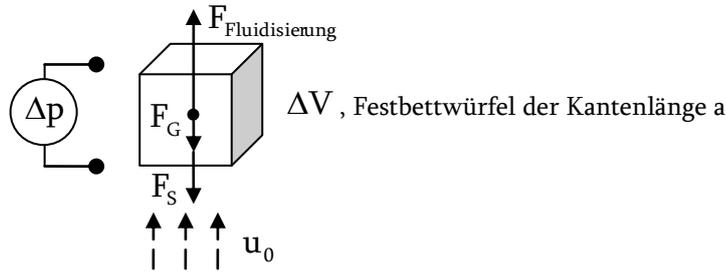


Abb. 5.13: Kräfte an einem Volumenelement oberflächenfeuchter Partikel

Nach [118], [120] gilt für die Haftkraft zwischen zwei kugelförmigen Partikeln gleicher Größe bei konstantem Abstand eine direkte Proportionalität zum Partikeldurchmesser:

$$F_H \propto d_p \quad (5.6)$$

Daraus folgt unmittelbar eine Proportionalität zur maximalen Scherkraft F_S :

$$F_{S,\max} \propto d_p \quad (5.7)$$

Aus dem Zusammenhang

$$\tau_{S,\max} \propto \frac{F_{S,\max}}{d_p^2} \quad (5.8)$$

folgt für das Freisicheren eines Einzelpartikels

$$\tau_{S,\max} \propto \frac{1}{d_p} \quad (5.9)$$

Zum Überführen des Volumenelementes nach Abb. 5.13 vom Schüttungs- in den Wirbelzustand, näherungsweise also das gleichzeitige Abscheren aller Haftbrücken an den vier Wandseiten von ΔV mit der Kantenlänge a gilt:

$$F_{\text{Fluidisierung}} = F_G + \sum F_S \quad (5.10)$$

$$\Delta p \cdot a^2 = a^3 \cdot \rho_{\text{Schütt}} \cdot g + 4 \cdot a^2 \cdot \tau_{S,\max} \cdot A_i \cdot n$$

mit A_i als Einzelkontaktfläche und n als spezifischer Anzahl der Partikelkontaktstellen bzw. Haftbrücken pro Fläche:

$$n \propto \frac{1}{d_p^2} \quad A_i \propto d_p^2 \quad (5.11)$$

Nach Kürzen von a^2 und der bei sehr kleinen Partikeln zulässigen Vernachlässigung [120] der Gewichtskraft (in Relation zu den anderen Kräften) bleibt:

$$\Delta p = 4 \cdot \tau_{s,max} \cdot A_i \cdot n \quad (5.12)$$

Aus (5.7) und (5.11) folgt für das Lösen des Volumenelementes unmittelbar:

$$\Delta p \propto \frac{1}{d_p} \quad (5.13)$$

Da $A = a^2 \neq f(d_p)$ gilt somit für die zum Lösen von ΔV erforderliche Gaskraft:

$$F_{\text{Fluidisierung}} \propto \frac{1}{d_p} \quad (5.14)$$

Diese etwas vereinfachte Betrachtung führt – angewendet auf die Fluidisierung von Kohle unter Beachtung innerpartikulärer Haftkräfte – zu der Erkenntnis, dass feinere Partikel eine höhere normierte Überschussgasgeschwindigkeit $\frac{u_0 - u_{mf}}{u_{mf}}$ benötigen, was sich in der Praxis bestätigt, siehe auch Abb. 5.15.

Fokussiert man die Betrachtungsebene auf ein Einzelpartikel, wiederum unter Vernachlässigung der Gewichtskraft, so ist für das Lösen eines Einzelpartikels die Scherkraft nach Gl. (5.7) durch die Fluid-Reibungskraft nach dem Gesetz von Stokes zu überwinden:

$$F_R = 3 \cdot \pi \cdot d_p \cdot \eta \cdot u_0 \quad (5.15)$$

Es zeigt sich in beiden Fällen eine einfache Abhängigkeit von d_p :

$F_{S,max} \propto d_p$ und $F_R \propto d_p$, d.h. das Lösen eines Einzelkorns aus dem Festbett in den Wirbelzustand ist zwar vom Wassergehalt, Gaseigenschaften und Gasgeschwindigkeit abhängig, theoretisch aber nicht vom Korndurchmesser.

Die Ausbildung eines Maximums von $\alpha_{WS} = f(w)$ durch den Anstieg von $c_p = f(w)$ nach Gl. (5.4) einerseits und die mit steigendem Wassergehalt eingeschränkte Fluidisierbarkeit andererseits ist also für Grob- und Feinkorn bei einem theoretisch identischen Wassergehalt zu erwarten. Abb. 5.14 veranschaulicht den rechnerischen Anstieg von $\alpha_{WS} = f(w)$ (kräftige Linien), sowie qualitativ die durch mit steigendem Wassergehalt verringerte Partikelbeweglichkeit verursachte, reale Reduzierung von α_{WS} .

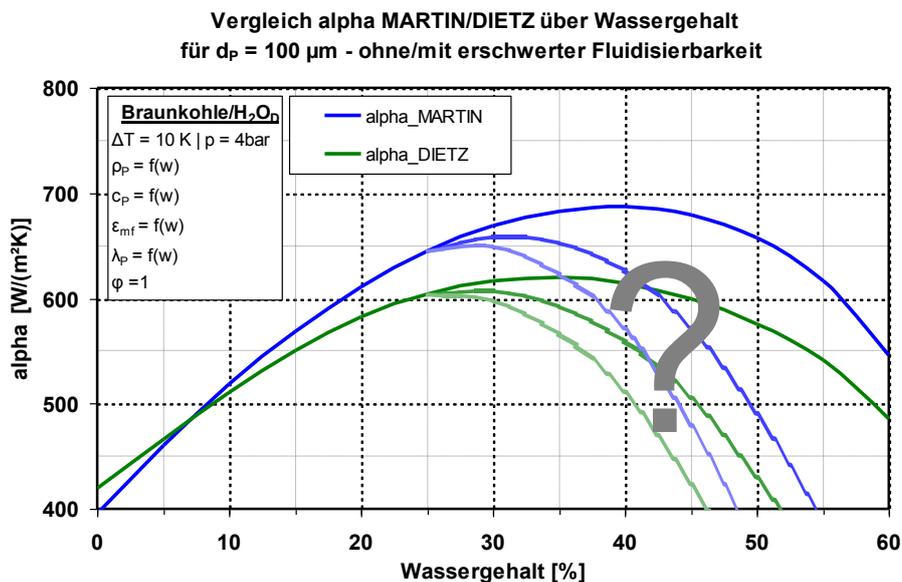


Abb. 5.14: Rechenwerte $\alpha_{WS,MAX} = f(w)$ (kräftige Linien) und möglicher Verlauf durch verringerte Fluidisierbarkeit mit steigendem Wassergehalt

Abb. 5.14 zeigt, dass die Verwendung von ε_{mf} nach Gl. (5.1) die erschwerte Fluidisierbarkeit mit steigendem Wassergehalt bereits teilweise im Verlauf $\alpha_{WS} = f(w)$ berücksichtigt. Dies wird im ausgebildeten Maximum der durchgezogenen Linien deutlich. Der tatsächliche, in der Realität steilere Abfall der Kurven (angedeutet durch schraffierte Linien) ist aber noch zu klären.

Um diese Informationen in der Praxis zu überprüfen, wurden zunächst mit dem 43 cm Kaltmodell Fluidisierungsversuche mit unterschiedlichen Kohlekörnungen und Wassergehalten durchgeführt, mit insgesamt 15 verschiedenen Kohlen, darunter 12 Lausitzer und 3 Mitteldeutsche Braunkohlen. Als Gasverteiler kam der Glockenboden zum Einsatz, der Heizrohrbündel-Dummy war montiert.

Tabelle 5.4: Parameterbereich der Fluidisierungsversuche am 43 cm Kaltmodell – Detaillierte Parameter zu den verwendeten Kohlen siehe Anhang A2

Parameter	Min.	Max.
Körnungsbereich	0-1 mm	0-6,3 mm
d_{50}	121 μm	1.992 μm
d_{32}	79 μm	477 μm
Wassergehalt	13 %	57 %
Wirbelschichthöhen	2,0 m	2,8 m
Leerrohrgeschwindigkeit	0 m/s	0,85 m/s

Das ursprüngliche Ziel, den Einfluss höherer Wassergehalte auf die Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} (Kap. 3.2.3) abzubilden musste zu Gunsten einer visuell zu bestimmenden Geschwindigkeit vollständiger Fluidisierung $u_{cf} > u_{mf}$ abgeändert werden. Wie in Abb. 3.20 qualitativ dargestellt, ist auf Basis der Druckverlustkurve durch das große Wirbelschichtvolumen und der Polydispersität kein eindeutiger Lockerungspunkt bestimmbar. Demgegenüber ist u_{cf} als der Punkt gemäß Abb. 3.20 erkennbar, an dem die Schüttung vollständig fluidisiert ist. Dieses optische Kriterium wurde bereits von Brandt [16] während seiner Wirbelversuche mit polydisperser Braunkohle verwendet, als $u_{WP,visuell}$ (*Wirbel-Punkt*).

Abb. 5.15 zeigt die resultierenden Werte für u_{cf} als Funktion des d_{50} . Man erkennt deutlich den erhöhten Fluidisierungsbedarf der drei Ausreißer nach oben, mit Wassergehalten von 36, 39 und 47 %. Da andere Kohlen mit 43 % und 47 % im Erwartungsbereich von u_{cf} liegen, ist die Vorhersage für diese Wassergehalte offensichtlich unsicher. Eine weitere untersuchte Kohle (Feinkorn, 0-1 mm) mit 57 % Wassergehalt (grubenfeucht) war mit Heizrohrbündel nicht fluidisierbar, es bildeten sich mehrere stabile Gassen über die gesamte Wirbelschichthöhe. Unterhalb von 36 % Wassergehalt ist hingegen keinerlei Abhängigkeit des Fluidisierungsbedarfs vom Wassergehalt erkennbar.

Als Nebenergebnis ist in Abb. 5.15 sehr gut die Abweichung des tatsächlichen Fluidisierungsbedarfs (u_{cf}) vom theoretischen (u_{mf} nach Gl.(3.20), monodispers) ersichtlich: Während bei Feinkorn ein Vielfaches des theoretischen Bedarfs erforderlich ist, werden polydisperse Kohlemischungen mit einem $d_{50} > 1$ mm teilweise bereits bei Leerrohrgeschwindigkeiten unterhalb von u_{mf} ausreichend fluidisiert. Dieser durchmesserabhängige Bedarf an Überschussgasgeschwindigkeit war bereits auf Seite 107 hergeleitet worden.

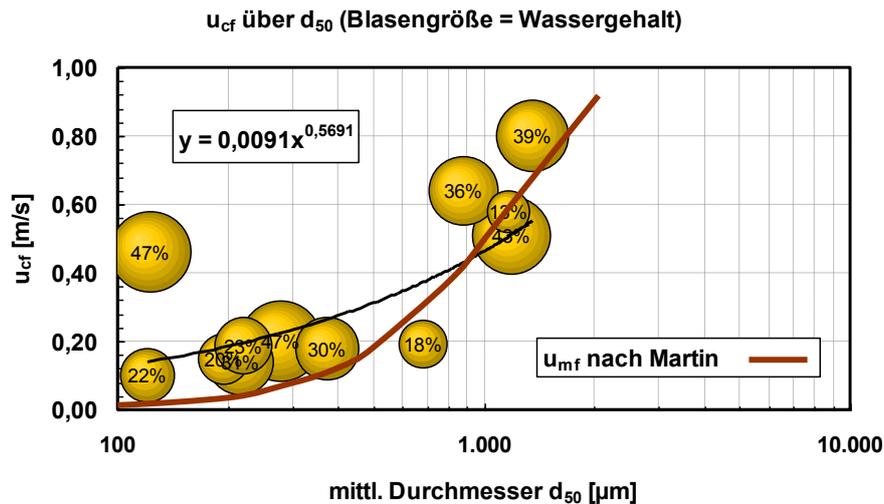


Abb. 5.15: u_{cf} als Funktion des d_{50} bei Fluidisierungsversuchen im 43 cm Kaltmodell und u_{mf} nach Martin, Gl. (3.20) angewendet auf Kaltmodellbedingungen (1 bar, 95 % Stickstoff, $\varepsilon_{mf} = 0,5$ $\varphi = 1$, monodispers)

5.2.3 Verdampfung als zusätzliche Wärmesenke

Groenewold [46] hat erstmals für einen hygroskopischen Feststoff ($\chi - \text{Al}_2\text{O}_3$) im Detail den Einfluss von Partikelfeuchtigkeit als latenter Wärmesenke untersucht. Hintergrund dieser Betrachtungen ist der bereits früher erfolgte experimentelle Nachweis von deutlich höheren α_{ws} , wenn ein und derselbe feuchte Feststoff mit trockenen Messungen verglichen wird (z.B. [4], [75]).

Voraussetzung dafür ist ein noch nicht Agglomerat-bildender Wassergehalt. Bei all diesen Feststoffen liegt eine – verglichen mit Lausitzer Braunkohle – eher geringe Hygroskopizität vor, bei maximalen Wassergehalten von meist nur 15-20 %. Zudem wurden die Partikel in der Regel durch Befeuchtung von ursprünglich trockenem Feststoff hergestellt. Aufgrund des extrem hydrophoben Verhaltens von TBK wäre eine Befeuchtung nur mit Netzmittel möglich. Es darf jedoch bezweifelt werden, dass damit vergleichbare Eigenschaften erzielt werden wie bei grubenfeuchter, in allen Poren- und Strukturebenen gesättigter RBK.

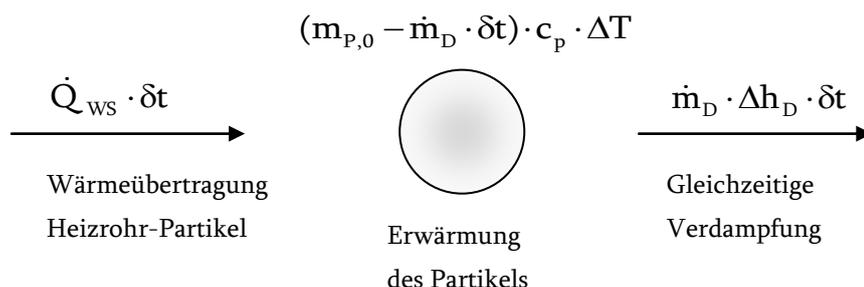


Abb. 5.16: Energie- und Stoffbilanz um einzelnes Kohlepartikel im Trockner

Bei seinen Untersuchungen unterscheidet Groenewold zweckmäßig in direkten und indirekten Einfluss des Partikelwassergehalts auf den partikelkonvektiven Wärmeübergangsmechanismus. Unter dem direkten Einfluss versteht er die zusätzliche Wärmesenke durch (zeitgleiche) Verdampfung, dargestellt als rechter Term in Abb. 5.16.

Die indirekten Einflüsse ergeben sich durch die mit zunehmendem Wassergehalt sich verändernden Stoffdaten:

a) $\rho_p = f(w)$

b) $\varepsilon = f(w)$

c) $c_p = f(w)$

Die Einflüsse a) bis c) führen jeder für sich zu einer Steigerung von α_{ws} , z.B. nach dem ebenfalls in [46] verwendeten Modell nach Martin. Nach rechnerischer Eliminierung der indirekten Einflüsse aus den Messwerten verbleiben lt. Groenewold aufgrund des direkten Einflusses höhere α_{ws} wie folgt:

1) max. 3 % für $d_p = 1.800 \mu\text{m}$

2) max. 18 % für $d_p = 255 \mu\text{m}$

3) max. 24 % für $d_p = 49 \mu\text{m}$

Abgesehen von der sehr geringen Höhe der verwendeten Wirbelschicht ($\varnothing 150 \text{ mm} \times h = 75 \text{ mm}$) wurde in den Berechnungen nach Martin und in den Stoffdaten der Einfluss der Wärmeleitfähigkeit $\lambda_p = f(w)$ gemäß Erweiterungs-Gl. (3.51) nicht berücksichtigt. Wie in Abb. 3.28 dargestellt, beträgt allein dieser zusätzliche Einfluss nach Martin bis zu 10 % von α_{ws} , wodurch sich die tatsächlichen Steigerungen 1) bis 3) erheblich reduzieren.

In [18] wurden zur zielgerichteten Untersuchung des Einflusses latenter Wärmesenken auf α_{ws} Messungen mit n-Octadecan ($C_{18}H_{38}$) durchgeführt, mit einem Schmelzpunkt bei ca. 28-30 °C. In diesem Temperaturbereich werden für c_p bis zu 12 mal höhere Werte als in der festen Phase gemessen. Zur Stabilisierung waren die n-Octadecan-Kugeln mit einer dünnen Gelatinehülle versehen. Die verwendeten Partikeldurchmesser lagen im Bereich 0,3-0,6 mm. Es wurden bis zu 85 % höhere α_{ws} erwartet, maximal wurden jedoch 30 % Steigerung durch die latente Wärmesenke im direkten Vergleich mit der fühlbaren nachgewiesen.

Das Modell nach Martin prognostiziert für 0,3 mm Partikel für oben genannte c_p -Werte erstaunlich genau eine Steigerung um ca. 28 %¹¹, ganz ohne Senke durch Phasenübergang.

¹¹ Nach Dietz wurde eine Steigerung um rd. 55 % berechnet, was immer noch deutlich realistischer ist als die angenommenen 85 % der Autoren.

Klutz [55] hat den angenommenen Einfluss der Verdampfung speziell für Braunkohle theoretisch betrachtet und adaptiert. Wie in Kap. 2.3.1 erläutert, hat er das Modell nach Martin durch Verwendung eines nach Gl. (2.1) modifizierten c_p^* verändert, indem er die Verdampfungsenthalpie von 50 % des zu entfernenden Kohlenwassers auf das c_p anhand der Stoffdaten aufgeschlagen hat. Nur dadurch konnte er mit im Trockner erzielten α_{WS} -Werten (Rheinisches Feinkorn) übereinstimmende, etwa 25 % höhere Ergebnisse erzielen – unter Verwendung des Martin-Durchmessers für die polydisperse Einsatzkohle gemäß Tabelle 3.3. Dieser Ansatz ist jedoch kritisch wie folgt zu hinterfragen:

- 1) Ein um ein Vielfaches höheres c_p^* verändert den Verlauf $\alpha_{WS,MARTIN} = f(u_0)$ noch stärker dahingehend, dass $\alpha_{WS,max}$ sehr nahe am (monodispersen) Lockerungspunkt der verwendeten Kohlen $u_{mf} \ll 0,1$ m/s auftritt und anschließend kontinuierlich abfällt. Dieser Verlauf steht im Widerspruch zu experimentellen Befunden mit $\alpha_{WS,max}$ -Werten erst im Bereich $\geq 0,3$ m/s.
- 2) Der genannte Mechanismus setzt voraus, dass überwiegend sehr feuchte Partikel in Kontakt mit der Heizfläche kommen. Im Trockner wirbelt jedoch (abgesehen vom unmittelbaren Eintragsbereich) TBK, deren Wassergehalt durch die Desorptionsisobare eines kontinuierlichen Trockners bestimmt wird.
- 3) Einzig mögliche Ursache der hohen gemessenen (partikelkonvektiven) α_{WS} sind die feinen Partikel < 100 μm , also dieselbe Fraktion die in der DDWT-Versuchsanlage bei Fahrweise ohne Staubrückführung überwiegend im Filter abgeschieden wird. Deren hohes Verhältnis Oberfläche/Masse führt einerseits zu geringerer mittlerer Verweilzeit, aber auch zu überproportional häufigem Kontakt mit den Heizflächen. Träfe die c_p^* -These zu, müssten gerade diese feinen Partikel fortwährend und wiederholt beim Heizrohrkontakt Wasser verdampfen, also auch bei mehrmaligem Kontakt einen hohen Restwassergehalt aufweisen. Messungen mehrerer Autoren zeigen jedoch, dass der Wassergehalt der Filterfraktion immer einige Prozentpunkte niedriger als der am Trocknerausstrag liegt [55] [123]. Die Messwerte des DDWT-Versuchstrockners bestätigen dies, bei üblichen Endwassergehalten (8-15 %) ist der Staubwassergehalt meist 2-4 %-Punkte niedriger.
- 4) Die nicht näher begründete Annahme von 50 % des zu entfernenden Kohlenwassers erscheint unplausibel. Auf Basis der DDWT-Versuchsanlage bei Vollast und 0,1 mm Partikeln hat ein Kohlekorn im statistischen Mittel nur 2,8 s direkten Kontakt zu einem Heizrohr. Falls in diesen 2,8 s wirklich 50 % des Wassers verdampfen sollen, wäre bei 1,3 bar Trocknerdruck eine

Brüdenkugel mit über 300-fachem Volumen des Partikels abzuführen. Dies führt zwangsläufig zu einem Anstieg des Gaswickels (vgl. Gl. (3.41)) zwischen Korn und Heizfläche und damit zu einer konduktiven Hemmung von α_{ws} .

Die Annahme eines überwiegend zeitgleichen Wärme- und Stoffübergangs am Heizrohr ist im Falle der Braunkohletrocknung demnach unplausibel. Vielmehr findet die Verdampfung fortwährend und überall in der Wirbelschicht statt, angetrieben vom innerpartikulären Wärmeübergang bzw. vom sehr intensiven Wärmeübergang Partikel-Gas-Partikel.

Eine quasi-latente Wärmesenke durch Desorption beim Aufheizen an der Heizfläche und anschließender Adsorption beim Abkühlen ist zumindest denkbar, eine Steigerung von α_{ws} um die in [55] genannten 25 % erscheint jedoch zu hoch, siehe obige Auswertung und Korrektur der Messungen von Groenewold [46].

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Beitrag der latenten Wärmesenke im Falle der Braunkohle gering ist. Zur Herstellung von Kongruenz zwischen Theorie und Praxis ist die Anpassung des verwendeten mittleren Durchmessers entsprechend des 40- μ m-Kriteriums zielführender, siehe Kap. 5.1.

5.2.4 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

Für die beiden betrachteten Kohlen (VE-M 0-3 mm als Feinkorn und 0-6,3 mm als Grobkorn) zeigt der Verlauf $\alpha_{ws} = f(u_0)$ für verschiedene Wassergehalte $20 \% < w < 56 \%$ den erheblichen Einfluss der Kohlenfeuchte [83].

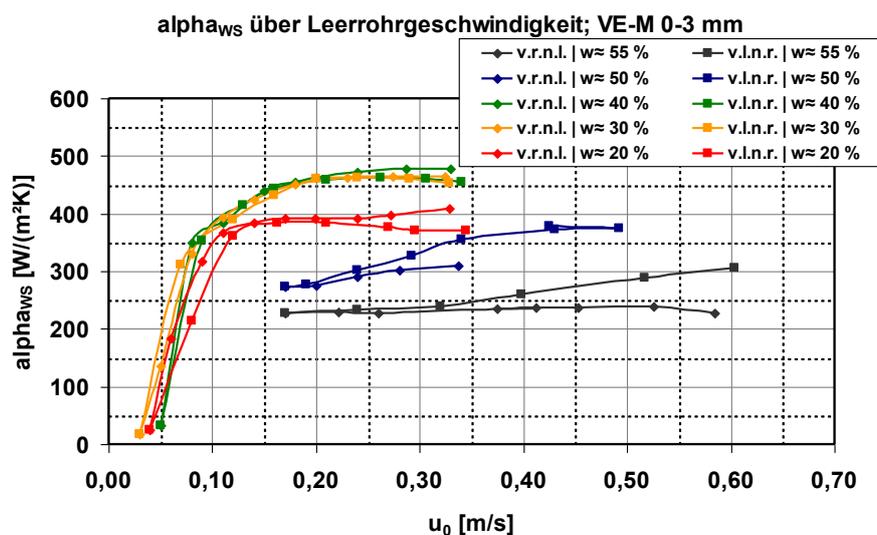


Abb. 5.17: $\alpha_{ws} = f(u_0)$ für verschiedene Wassergehalte VE-M 0-3 mm - Versuche im kleinen Kaltmodell, Festbetthöhe 45 cm, Heizsonde \varnothing 21,3 mm

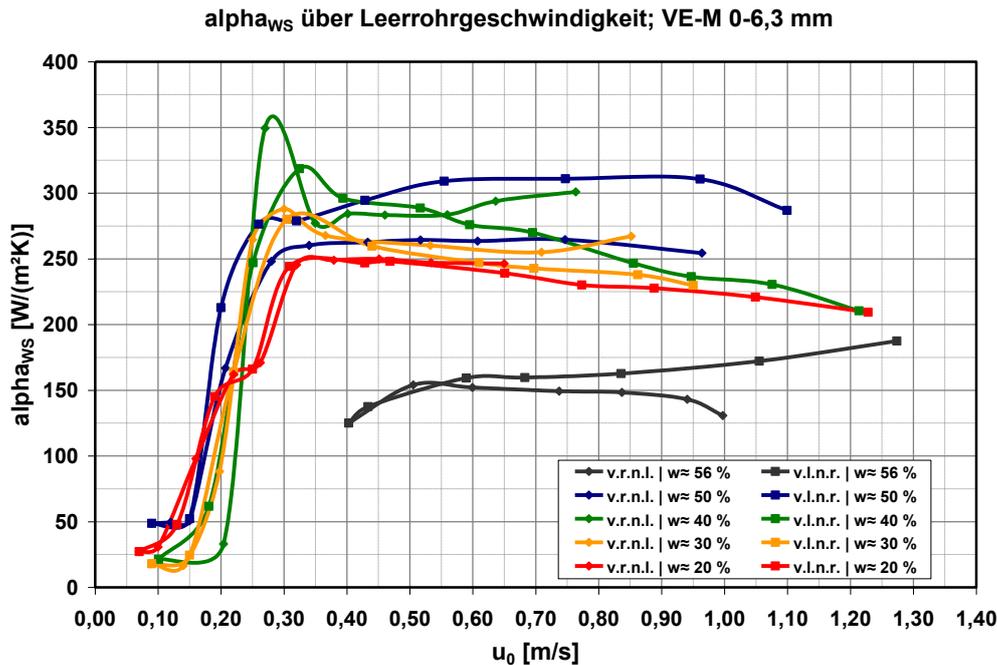


Abb. 5.18: $\alpha_{WS} = f(u_0)$ für verschiedene Wassergehalte VE-M 0-6,3 mm - Versuche im kleinen Kaltmodell, Festbetthöhe 45 cm, Heizsonde \varnothing 21,3 mm

Übersichtlich zusammengefasst zeigt Abb. 5.19 die Ergebnisse $\alpha_{WS,max} = f(w)$ für drei Kohlen. Der vorhergesagte Anstieg bei steigendem Wassergehalt ist deutlich zu erkennen, ebenso die ausgebildeten Maxima im Bereich $34 \% < w < 40 \%$. Die auf Seite 108 hergeleitete näherungsweise Unabhängigkeit der Maxima vom Korndurchmesser findet sich in der Praxis ausreichend bestätigt, wobei Grobkorn offensichtlich etwas höhere Wassergehalte toleriert.

Bemerkenswert ist bei der 0-2 mm Kohle der Bereich $w < 20 \%$. Der gemessene Rückgang von $\alpha_{WS,MAX}$ von 20 % auf 12 % Wassergehalt beträgt immerhin 10 Prozent. Interpoliert ergibt der Vergleich $w = 15 \%$ zu $w = 12 \%$ ein $\Delta\alpha_{WS,MAX}$ von 5 Prozent. Dies bedeutet, dass die im (D)DWT-Verfahren angestrebten Endwassergehalte $\ll 20 \%$ zu einer erheblichen Reduktion des maximal möglichen $\alpha_{WS} = f(w)$ führen. Je geringer der Endwassergehalt, desto niedriger die im Trockner erzielbaren k-Werte.

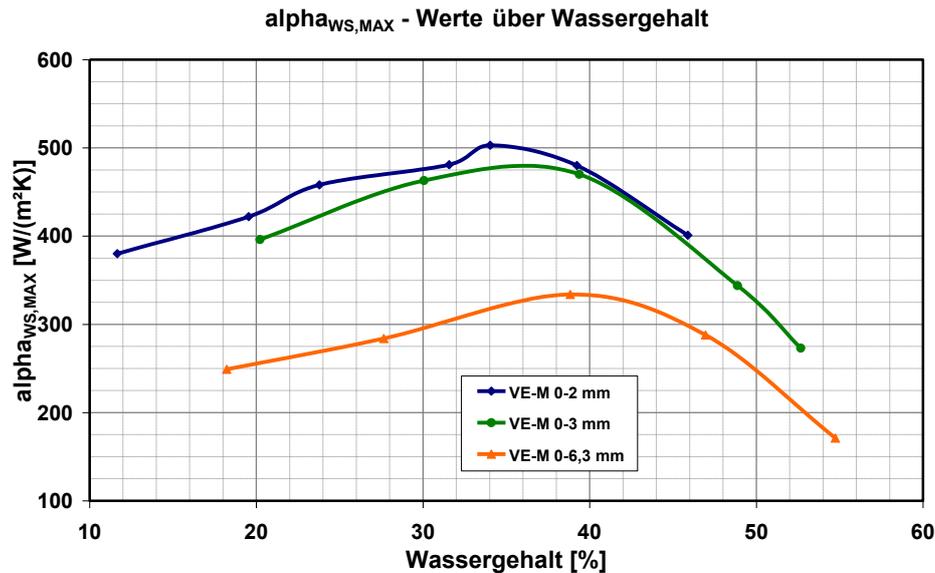


Abb. 5.19: $\alpha_{WS,MAX}$ als Funktion des Wassergehaltes – Versuche im kleinen Kaltmodell, Festbetthöhe 45 cm, Heizsonde \varnothing 21,3 mm

Im DDWT-Versuchstrockner zeigt sich der Einfluss des Wassergehaltes am Beispiel des technisch relevanten Feinkorns 0-2 mm wie folgt. Die bei unterschiedlichen Versuchskampagnen erzielten Werte wurden mit in identischer Weise aufbereiteter 0-2 mm Kohle sowie bei identischem Systemdruck bei störungsfreiem Anlagenbetrieb gewonnen.

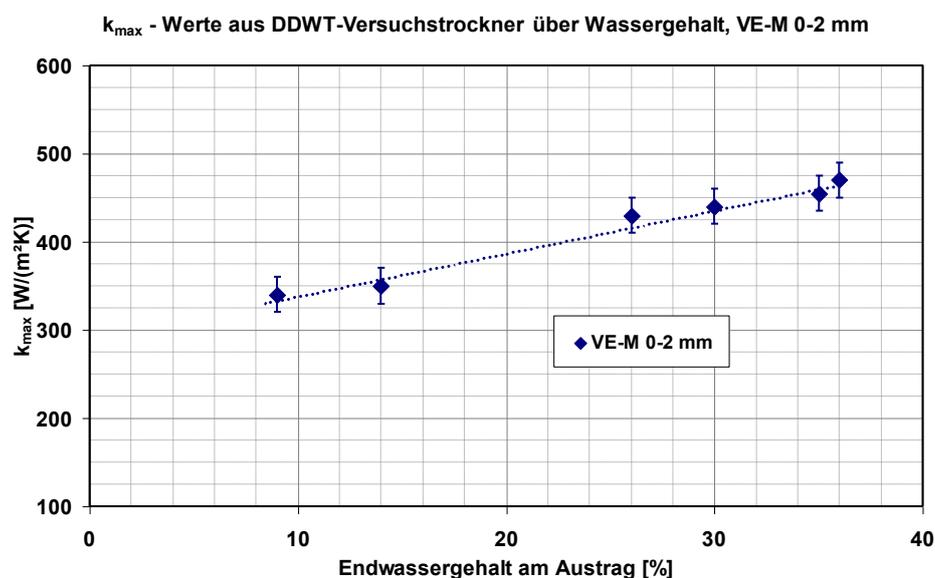


Abb. 5.20: k_{max}-Werte aus dem DDWT-Versuchstrockner VE-M 0-2 mm in Abhängigkeit vom gemessenen Wassergehalt nach Austrag (Mittelwerte)

5.3 Einfluss des lokalen Geschwindigkeitsprofils im Trockner

Bislang wurden die Vergleiche der nach Martin und Dietz berechneten Werte mit experimentellen Daten auf Basis von $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ durchgeführt, welches bei der zugehörigen optimalen Leerrohrgeschwindigkeit $u_{0,\text{opt}}$ erreicht wird. Wie z.B. in Abb. 3.21 dargestellt, existiert in einem technischen (D)DWT-Trockner verfahrensbedingt immer ein weiterer Bereich von u_0 . Der Betriebsbereich des Trockners ist so um $u_{0,\text{opt}}$ festzulegen, dass ein hoher integraler α_{WS} -Wert erreicht werden kann, jedoch unter Beachtung des Energieaufwandes für die Fluidisierung und der Stabilitätskriterien der Wirbelschicht.

Zur exakten Vorausberechnung ist es notwendig, den Verlauf $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ präzise durch die verwendete Theorie wiedergeben zu können. In Kap. 5.1 wurde bereits festgestellt, dass die Theorie von Dietz bezüglich der $\alpha_{\text{WS,MAX}}$ -Werte etwas bessere Ergebnisse liefert. Die Auswertung bezüglich $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ erfolgt anhand aller Versuchspunkte mit Braunkohle am kleinen Kaltmodell, die folgende Kriterien der großtechnischen Relevanz für das (D)DWT-Verfahren erfüllen:

- $w < 32 \%$
- $d_{\text{MARTIN}} < 250 \mu\text{m}$
- $u_0 \geq 0,1 \text{ m/s}$

Somit erfolgt die Auswertung anhand von 145 Messpunkten aus 24 Versuchsreihen (Einzelwerte siehe Anhang A3). Zur Vermeidung von Verfälschungen durch Staubaustrag mussten die Feinkornversuche auf $u_0 \leq 0,35 \text{ m/s}$ begrenzt werden.

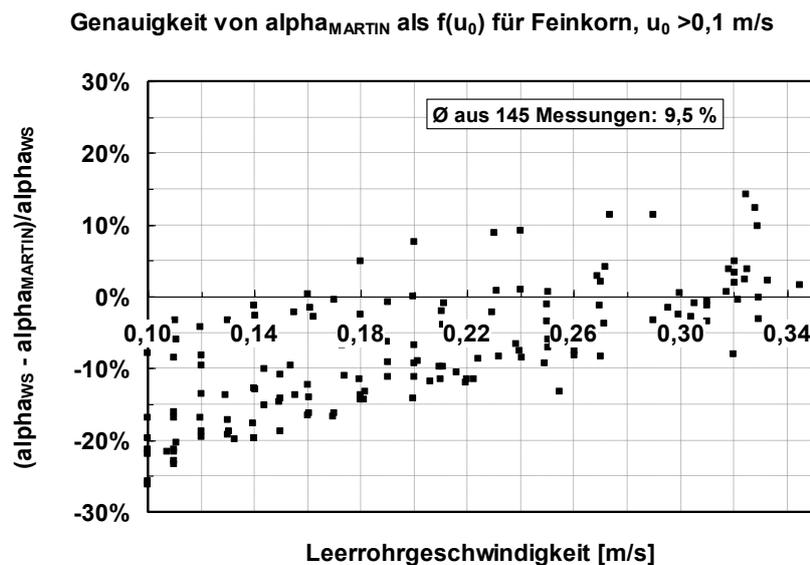


Abb. 5.21: Relative Abweichung Messwert $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ minus α_{MARTIN} , Versuche am kl. Kaltmodell

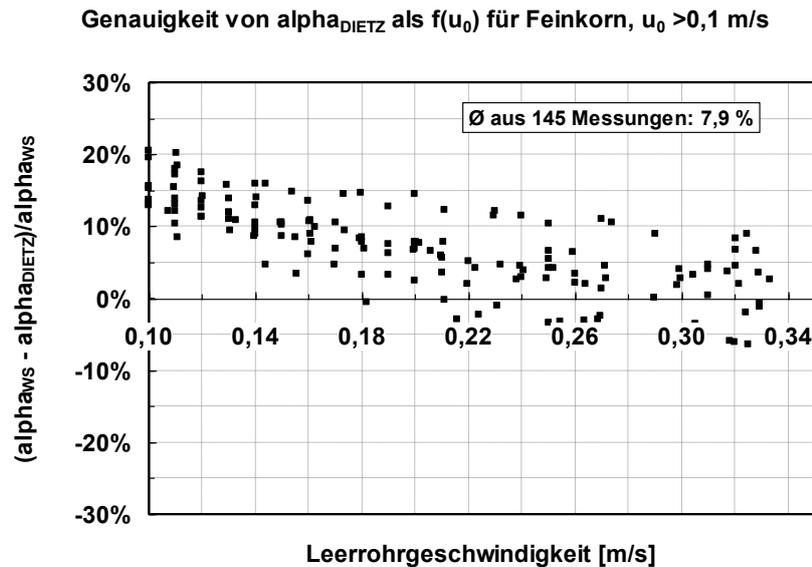


Abb. 5.22: Relative Abweichung Messwert $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ minus α_{DIETZ} , Versuche am kl. Kaltmodell

Auch bei dieser detaillierteren Auswertung zeigt sich, dass Dietz etwas genauere Werte liefert. Die absoluten Beträge der Abweichungen betragen im Durchschnitt 7,9 % zu 9,5 %. Gerade im Verlauf über u_0 erscheint Dietz jedoch deutlich konsistenter. Martin liefert für niedriges u_0 zu hohe Werte, während Dietz eher zu niedrige Werte voraussagt. In einem weiteren Schritt werden zu den für jede Messreihe berechneten $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ -Kurven die Differenz $\alpha_{\text{Messung,MAX}} - \alpha_{\text{Theorie,MAX}}$ addiert, so dass die $\alpha_{\text{WS,max}}$ -Werte von Theorie und Messung identisch sind.

Die absoluten Beträge der Abweichungen betragen nun bei beiden Theorien im Durchschnitt nur noch 5,2 %. Durch die Anpassung von $\alpha_{\text{WS,max}}$ zeigen sich deutlich die Unterschiede der beiden Theorien im Verlauf über u_0 . Martin liefert für niedrige u_0 zu hohe Werte, der Abfall bei steigendem u_0 erfolgt jedoch deutlich zu schnell. Dietz hingegen überschätzt die notwendige Fluidisierung anfangs, nähert sich jedoch – nach Anpassung von $\alpha_{\text{WS,max}}$ – mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit nahezu ideal den Messwerten.

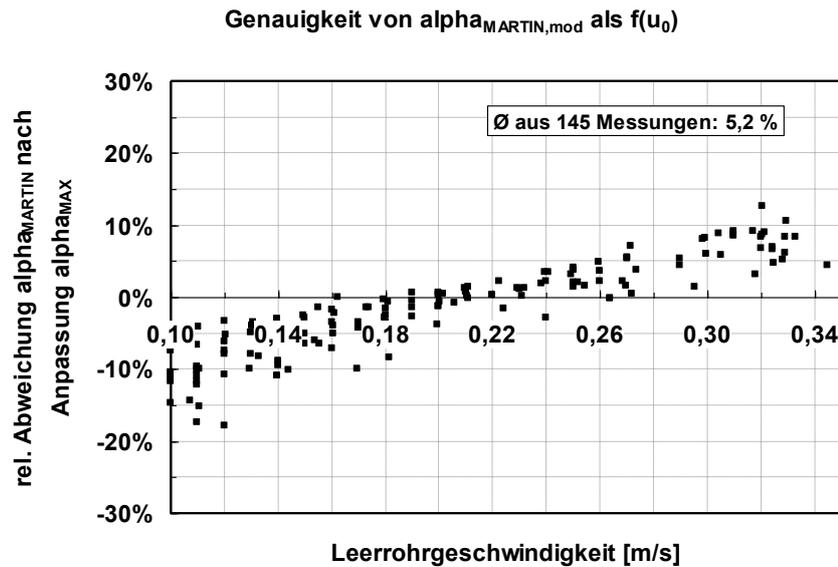


Abb. 5.23: Relative Abweichung Messwert $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ minus α_{MARTIN} nach Anpassung $\alpha_{\text{WS,max}}$, Versuche am kl. Kaltmodell

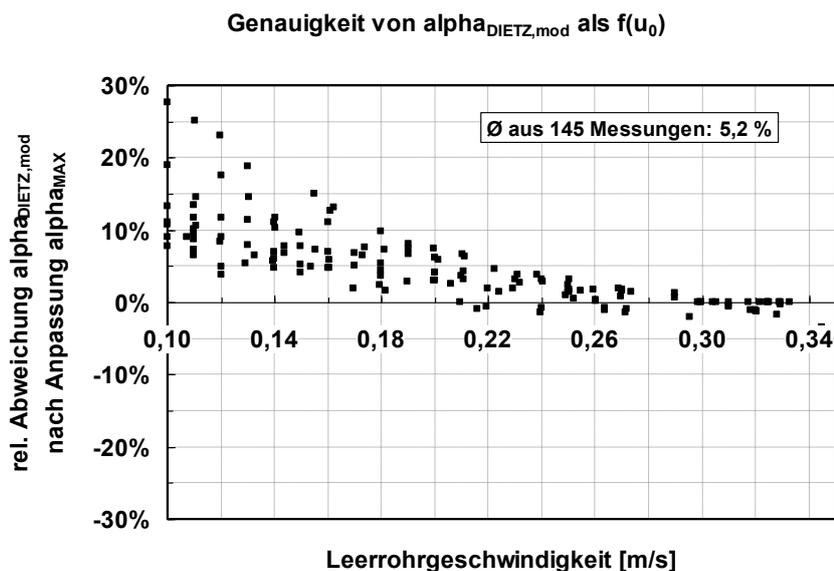


Abb. 5.24: Relative Abweichung Messwert $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ minus α_{DIETZ} nach Anpassung $\alpha_{\text{WS,max}}$, Versuche am kl. Kaltmodell

Aufgrund des in 3.3.4.2 erläuterten Aufbaus der Theorie nach Dietz lässt sich der Verlauf in Abb. 5.24 durch Anpassung der empirischen Konstanten in Gl. (3.67) und (3.68) korrigieren. Ein iterativer Vergleich mit den 145 Messwerten für verschiedene Feinkorn-Kohlen führt zu angepassten Gleichungen für den partikelkonvektiven Anstieg und für

den Übergang vom partikelkonvektiven zum gaskonvektiven Bereich (Dämpfungsfunktion). Die erzielten $\alpha_{WS,max}$ -Werte bleiben dadurch unverändert:

$$g^*(u) = \frac{1}{1 + \frac{1}{0,06 \cdot \sqrt[3]{\frac{u - u_{mf}}{u_{mf}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_G \cdot g}} \cdot (u - u_{mf})}} \quad (5.16)$$

$$D^*(u) = 0,45 \cdot \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_P \cdot \eta_G} \cdot (1 - \varepsilon_{mf})^2 \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_P - \rho_G} \right)^{0,5} \cdot \left(\sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_G \cdot g}} \cdot (u - u_{mf}) \right)^2 \cdot \frac{u_{mf}}{u - u_{mf}} \quad (5.17)$$

Nach dieser Anpassung zeigt sich die Genauigkeit von $\alpha_{DIETZ,mod}$ – wiederum mit angepasstem $\alpha_{WS,max}$ – wie folgt:

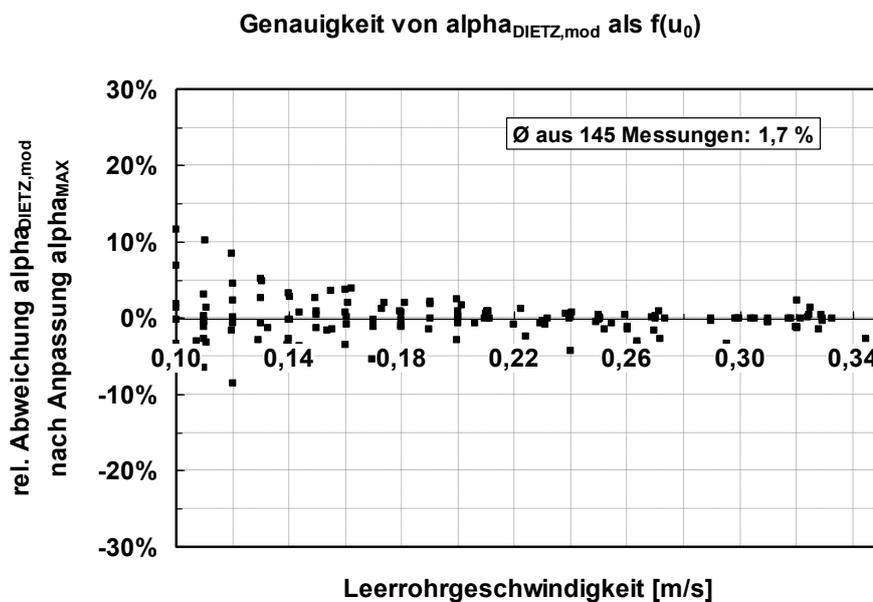


Abb. 5.25: Differenz Messwert $\alpha_{WS} = f(u_0)$ minus $\alpha_{DIETZ,mod}$ nach Anpassung $\alpha_{WS,max}$, Versuche am kl. Kaltmodell

Der Verlauf $\alpha_{DIETZ,mod} = f(u_0)$ nach Anpassung $\alpha_{WS,max}$ zeigt nun im Vergleich mit den Messwerten eine sehr hohe Übereinstimmung, die durchschnittliche betragsmäßige Einzelabweichung beträgt nur rund 1,7 %.

Wo die Gleichsetzung von $\alpha_{WS,max}$ nicht auf experimentellem Wege möglich ist, wird eine Abschätzung zur Anpassung empfohlen auf Basis der in diesem Kapitel 5 näher beschriebenen einzelnen Einflussfaktoren.

5.4 Einfluss des Einzelrohrdurchmessers

5.4.1 Maximaler Wärmeübergang, Einzelrohr mittig in der Wirbelschicht

In Kap. 2.3.4 wurden bereits einige teilweise widersprüchliche Vorarbeiten zum Einfluss des Rohrdurchmessers vorgestellt. Es soll hier nicht versucht werden, diese Vorarbeiten auf ihre betragsmäßige Vorhersagegenauigkeit bzgl. α_{WS} bzw. $\alpha_{\text{WS,max}}$ hin zu untersuchen. Sie stehen in der Allgemeingültigkeit aufgrund des einfachen Aufbaus zwangsläufig hinter Martin und Dietz zurück. Nur relative Einflüsse von d_{R} auf α_{WS} werden betrachtet, weshalb in Tabelle 2.3 die Darstellung auf $\alpha_{\text{WS}} = f(d_{\text{R}})$ reduziert wurde.

In eigenen Experimenten konnte eindeutig nachgewiesen werden, dass der Rohrdurchmesser einen sehr hohen Einfluss auf die erzielbaren Werte von α_{WS} hat. Erfahrungsgemäß verfügt zumindest das Modell nach Martin über eine gute Vorhersagegüte von α_{WS} , wenn die Durchmesser der verwendeten horizontalen Einzelrohre im Bereich 20-25 mm liegen. Den Einfluss des Rohrdurchmessers bildet jedoch keines der beiden Modelle ab. Aus diesem Grund wurden die bis zu diesem Kapitel vorgestellten Experimente überwiegend bei $d_{\text{R}} = 21,3$ bzw. 22 mm durchgeführt.

Als Datenbasis dienen eigene Messungen im Bereich von 12-200 mm Rohrdurchmesser. Um die Gültigkeit bis in den Bereich $d_{\text{R}} \approx d_{\text{p}}$ zu erweitern, wurden die Daten der Hitzdrahtexperimente¹² von Turton et al. [122] verwendet, siehe Tabelle 5.5.

Tabelle 5.5: $\alpha_{\text{WS}} = f(d_{\text{R}})$, eigene Messwerte und nach [122]

	Turton et al. [122]				Großes Kaltmodell								Kl. Kaltmod.		
	$d_{32} = 106 \mu\text{m}$				Feinkorn								Feinkorn		
d_{R} [mm]	0,051	0,127	0,254	0,381	12	16	22	33	50	80	120	200	14	21,3	33,7
u_{opt} [m/s]	0,04	0,04	0,04	0,04	0,4	0,4	0,45	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,3	0,3	0,3
$\alpha_{\text{WS,max}}$ [W/(m ² K)]					930	835	637	610	560	500	435	355	672	580	522
$\text{Re}_{\text{R,opt}}$ [-]	0,14	0,34	0,68	1,02	320	427	661	1101	1668	2670	4004	6674	280	426	675
Nu_{R} [-]	4,1	7,2	10,9	15,0	424	508	586	765	1065	1521	1985	2700	358	470	669

¹² Turton et al. verwendeten Glaskugeln und Sand in Luft. Im Verhältnis zur hier verwendeten Kohle mit $w = 30\text{-}35\%$ ist die Wärmekapazität geringer, die Dichte jedoch höher. Dadurch ergeben sich lt. Theorien von Martin und Dietz nur geringe Unterschiede beim maximalen Wärmeübergangskoeffizienten von $\pm 10\%$, weshalb der Vergleich zulässig ist.

Die in Tabelle 2.3 vorgestellten Ansätze zur Berechnung von $\alpha_{\text{WS}} = f(d_{\text{R}})$ entsprechen einem Potenzansatz ($\alpha_{\text{WS}} = f(d_{\text{R}})^x$) oder einem Verhältnisansatz ($\alpha_{\text{WS,max}} = f(\frac{d_{\text{Rohr,nenn}}}{d_{\text{R}}})^y$).

Zur Schaffung einer im extrem weiten Bereich von 0,1 bis 200 mm Rohrdurchmesser gültigen Korrelation für Feinkorn ($d_{\text{p}} \approx 100 \mu\text{m}$) wurde nachstehende Gleichung ermittelt, gültig für horizontale Einzelrohre und nur im vorliegenden Gas-Feststoffsystem:

$$\text{Nu}_{\text{R,max}} = 13,6 \cdot \text{Re}_{\text{R,opt}}^{0,591}$$

mit $\text{Nu}_{\text{R,max}} = \frac{\alpha_{\text{WS,max}} d_{\text{R}}}{\lambda_{\text{G}}}$ und $\text{Re}_{\text{R,opt}} = \frac{\rho_{\text{G}} d_{\text{R}} u_{\text{opt}}}{\eta_{\text{G}}}$ (5.18)

u_{opt} ist dabei die (ggf. niedrigste) Geschwindigkeit, bei der der maximale Wärmeübergang gemessen wurde. Nach Umformen entspricht Gl. (5.18) einem Potenzansatz $\alpha_{\text{WS}} = f(d_{\text{R}})^{-0,4}$, ergänzt um die zusätzliche Größe u_{opt} .

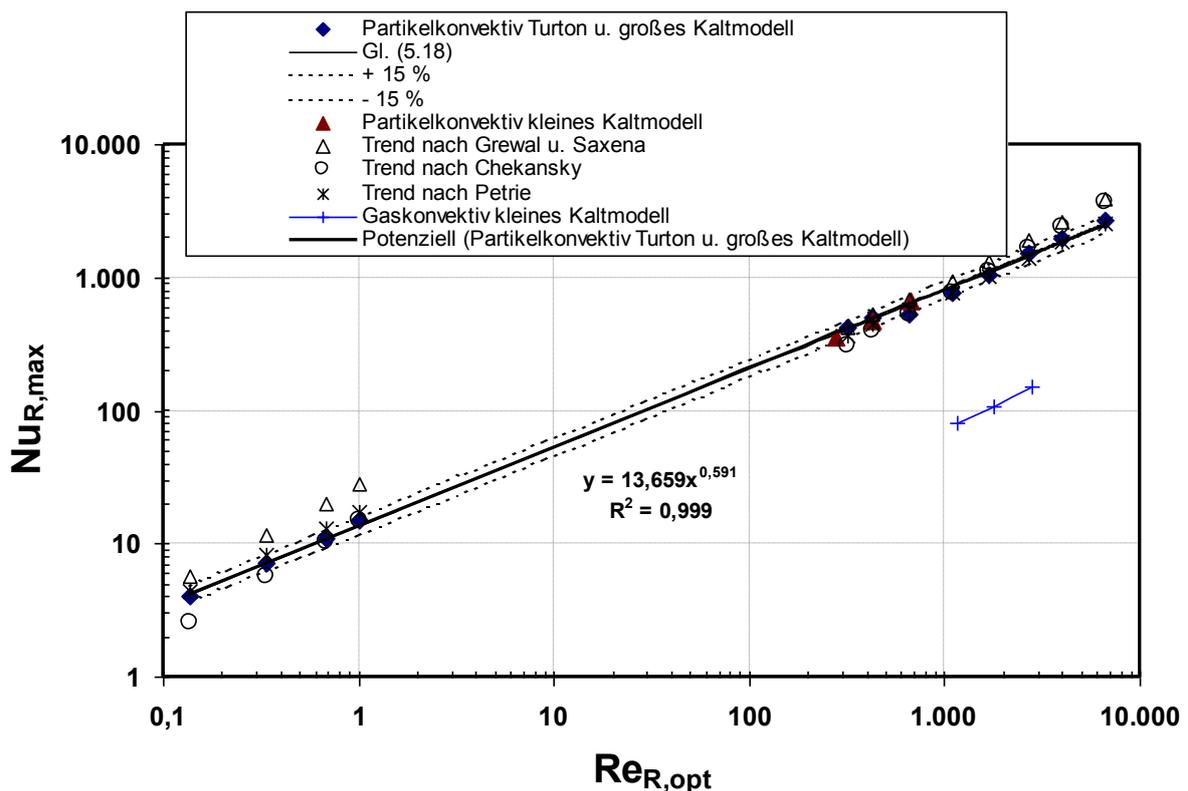


Abb. 5.26: $\text{Nu}_{\text{R,max}}$ über $\text{Re}_{\text{R,opt}}$, eigene Versuche mit Feinkorn VE-M 0-2 mm am gr. und kl. Kaltmodell („partikelkonvektiv“); am kl. Kaltmodell mit Kunststoffgranulat $d_{32} = 3,5 \text{ mm}$ („gaskonvektiv“); Hitzdrahtexperimente von Turton et al. mit $51 \mu\text{m} < d_{\text{R}} < 381 \mu\text{m}$, $d_{32} = 106 \mu\text{m}$, $u_0 = 0,04 \text{ m/s}$ [122]; Trend-Gleichungen lt. Tabelle 2.3; Trend nach Petrie lt. Gl. (5.20)

Abb. 5.26 zeigt Gl. (5.18) mit $\pm 15\%$ Toleranz. Gemessen am sehr weiten Gültigkeitsbereich sind die durchschnittliche Abweichung von 5,8 % sowie die maximale Abweichung der Messwerte von 15,9 % vertretbar. Ein Nachteil von Gl. (5.18) ist der Umstand, dass die größten Ungenauigkeiten im Bereich der technisch relevanten Rohrdurchmesser von 22 bis 33 mm liegen (15,9 bzw. 10,7 % zu hohe Prognose).

Weiterhin zeigt Abb. 5.26 die Eignung von drei Ansätzen aus Tabelle 2.3, wobei sich die Verhältnisansätze von Grewal/Saxena und Chekansky als ungeeignet darstellen.

Der Potenzansatz von Petrie $\alpha_{\text{WS}} = f(d_{\text{R}})^{-1/3}$ liegt jedoch sehr nahe an Gl. (5.18) und zeigt ebenfalls gute Übereinstimmung mit den Messwerten:

$$\text{Nu}_{\text{R}} = 14 \left(\frac{u_0}{u_{\text{mf}}} \right)^{1/3} \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{d_{\text{R}}}{d_{\text{p}}} \right)^{2/3} \quad (5.19)$$

Gl. (5.19) entspricht der Originalgleichung von Petrie et al. [103]. Nu_{R} enthält wiederum d_{R} als charakteristische Länge. Bei gegebenem Gas-Feststoffsystem ergibt sich daraus für $\alpha_{\text{WS,max}}$ folgende Abhängigkeit:

$$\alpha_{\text{WS,max}} = C \cdot d_{\text{R}}^{-1/3} \quad (5.20)$$

Abb. 5.27 zeigt $\alpha_{\text{WS,max}}$ über d_{R} bei den Einzelrohrmessungen am großen Kaltmodell. Durch Festlegung der Konstante C in Gl. (5.20) auf den Wert 2.050 ergibt sich eine gute Übereinstimmung, die durchschnittliche Abweichung bei acht Werten beträgt 4,6 %, die maximale Abweichung 14,9 % bei $d_{\text{R}} = 22$ mm.

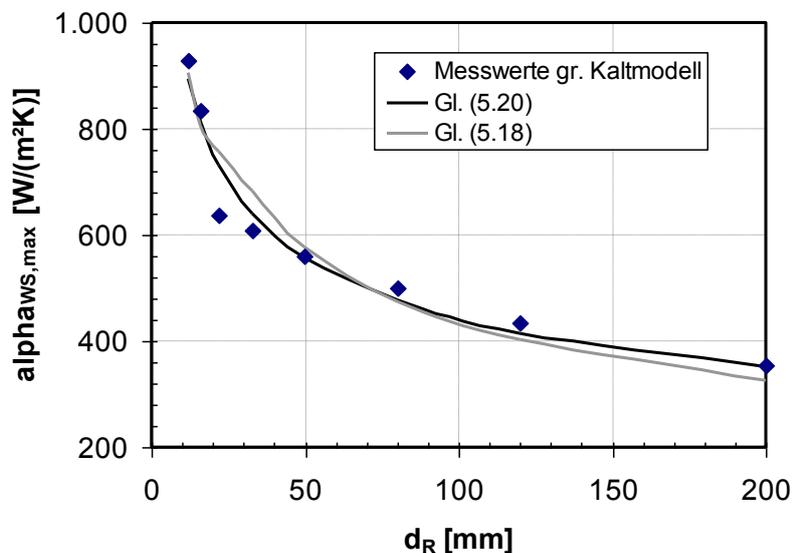


Abb. 5.27: $\alpha_{\text{WS,max}}$ über d_{R} , Versuche am großen Kaltmodell, Vergleich Gl. (5.18) u. (5.20)

Die d_R -Auswertung eigener Messungen erfolgte bis hier ausschließlich auf Basis von Feinkornversuchen, d.h. bei dominierendem partikelkonvektivem Wärmeübergang. Zur Klärung der Frage, inwieweit die gefundenen Zusammenhänge auch bei größerem Feststoff gültig sind, wurden Vergleichsversuche am kleinen Kaltmodell durchgeführt, mit annähernd monodispersen Kunststoffgranulat der Körnung 3,5 mm, also im rein gaskonvektiven Bereich. Diese Messungen (blaue Linie in Abb. 5.26) liegen ziemlich genau um den Faktor 10 niedriger¹³, die grundsätzliche Systematik aus Gl. (5.18) bleibt augenscheinlich auch für gröbere Partikel (Geldart B, D) erhalten:

$$\text{Nu}_{R,\max} = C \cdot \text{Re}_{R,\text{opt}}^{0,591} \quad (5.21)$$

5.4.2 Maximaler und relativer, ortsabhängiger Wärmeübergang

Abb. 5.28 zeigt $\alpha_{\text{WS,max}}$ als Funktion von Rohrdurchmesser und y -Position in der Wirbelschicht. Dabei durchläuft die 5 cm lange Sonde im Trägerrohr in 4 Stufen entlang der y -Achse den Querschnitt der Wirbelschicht. Die y -Position bezeichnet die Lage der Mitte der 5 cm langen Sonde, von mittig bis randbündig.

Für den Wärmeübergang wird Symmetrie vorausgesetzt. Während $\alpha_{\text{WS,max}}$ für kleine d_R erst am Rand deutlich einknickt, zeigt sich für sehr große $d_R > 50$ mm bereits in größerem Abstand zur Wand ein deutlicher Abfall.

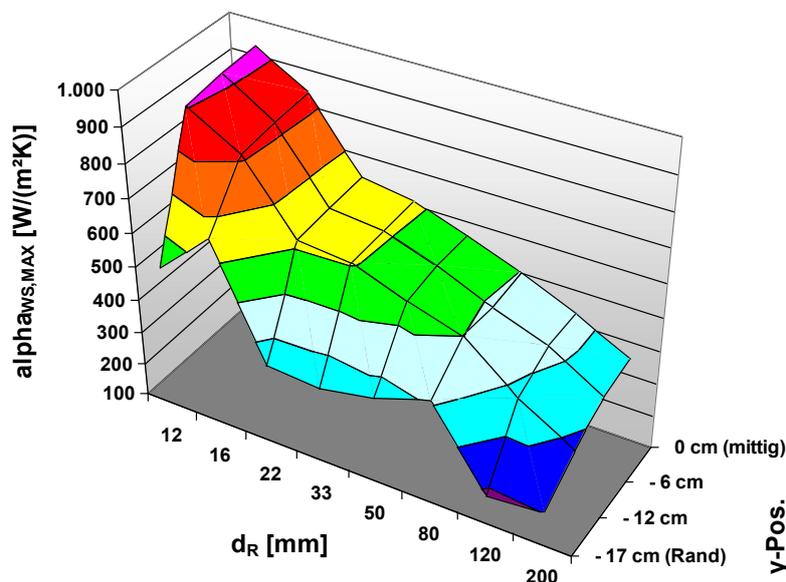


Abb. 5.28: Maximaler Wärmeübergang über d_R und y -Position, horizontale Einzelrohre im gr. Kaltmodell, $z = 50$ cm

¹³ Interessanterweise liegen auch die partikelkonvektiven Nu_R -Werte der Hitzdrahtexperimente von Turton et al. [122] eine Größenordnung höher als bei leerer Wirbelschicht in reiner Luft.

Abb. 5.29 zeigt die Messergebnisse sortiert nach Leerrohrgeschwindigkeit u_0 , als normierten alpha-Wert im Verhältnis zum für den jeweiligen Rohrdurchmesser ermittelten $\alpha_{WS,max}$ -Wert. Es zeigt sich, dass bei kleinen $d_R < 33$ mm eine Steigerung von u_0 über 0,3 m/s hinaus kaum noch höhere α_{WS} bewirkt. Höchstens am Rand ist hier noch ein Effekt spürbar.

Ebenfalls deutlich wird der mit steigendem d_R erhöhte Fluidisierungsbedarf. Damit kann die Erkenntnis von Natusch et al. [93] bestätigt werden, wonach u_{opt} mit steigendem Rohrdurchmesser zunimmt.

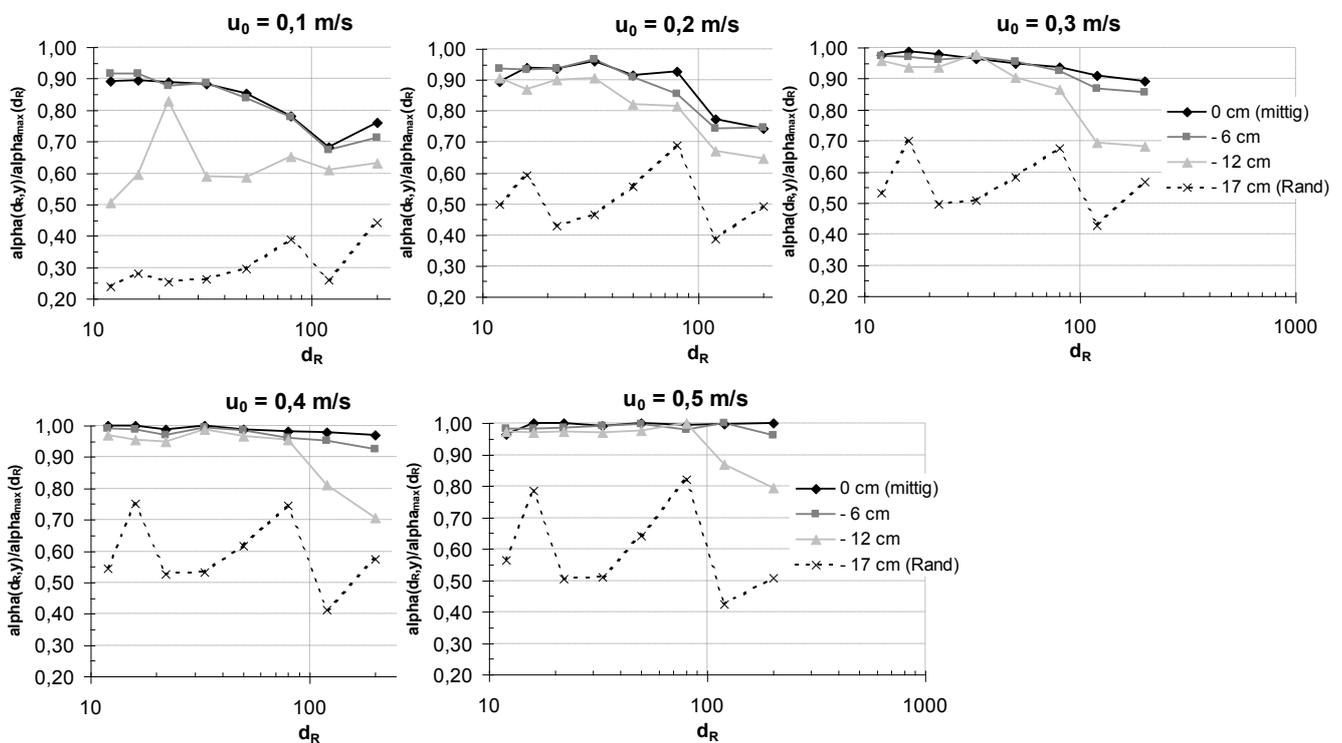


Abb. 5.29: Normierter Wärmeübergang über d_R , bei verschiedenen y -Positionen und Leerrohrgeschwindigkeiten, horizontale Einzelrohre im gr. Kaltmodell, $z = 50$ cm

Die Messungen zeigten, dass in Randnähe ($y = -12$ cm und -17 cm), insbesondere bei niedrigen u_0 -Werten α_{WS} starken Schwankungen unterliegt, so dass die Messwerte hier häufig über einen gewissen Zeitraum gemittelt werden mussten.

6 Einfluss der Geometrie von Rohrbündeln

6.1 Modellentwicklung zur Vorausberechnung von α

6.1.1 Theoretische Vorbetrachtungen

Bisher wurde der Mechanismus des Wärmeübergangs vom Heizrohr in die Wirbelschicht ausschließlich an Einzelrohren betrachtet.

Eine wesentliche Voraussetzung für die Auslegung von (D)DWT-Apparaten ist jedoch das Wissen über eine effektive Rohrbündelgestaltung, d.h. über die Folgen auf das erzielbare α_{ws} bei Verwendung von horizontalen Rohrbündeln.

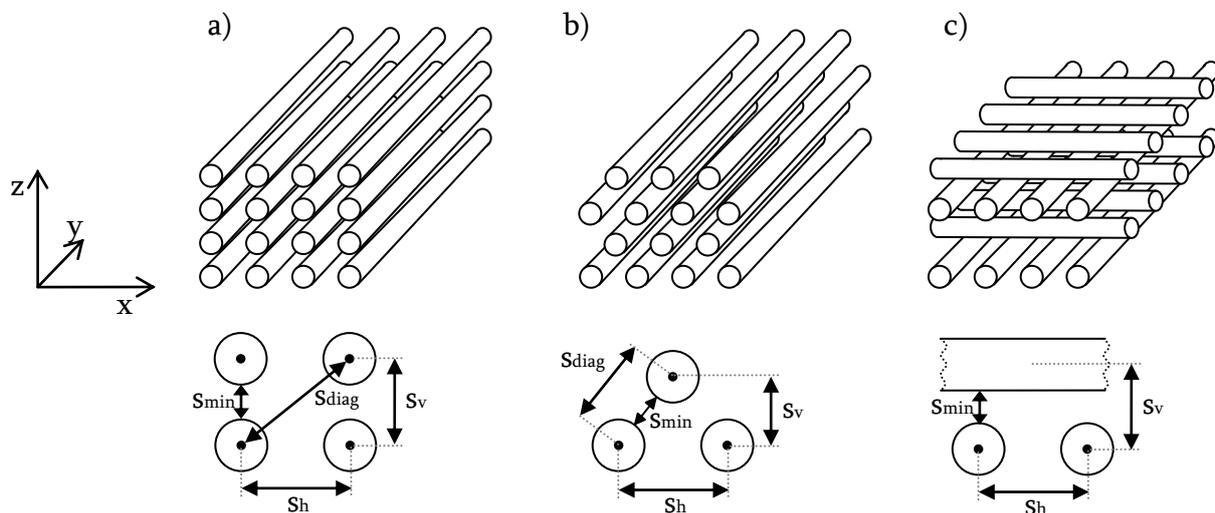


Abb. 6.1: Betrachtete Rohranordnungen: a) fluchtend – b) versetzt – c) gekreuzt;

Abb. 6.1 veranschaulicht die gängigen Gestaltungsvarianten von geometrisch regelmäßigen Rohranordnungen in horizontalen Bündeln mit gleichbleibenden Abständen. Die Abstände s von Rohrmitte zu Rohrmitte in horizontaler (h), vertikaler (v) und ggf. diagonaler Richtung ($diag$) kennzeichnen die Rohrbündelgeometrie. Ein Sonderfall von b) ist die Dreiecksteilung mit $s_h = s_{diag}$. Der engste freie Abstand zwischen zwei Rohraußendurchmessern wird hier als s_{min} bezeichnet. Die in der Literatur weit verbreitete Beschreibung von Rohrbündeln mittels der Teilung t errechnet sich wie folgt:

$$t_i = \frac{s_i}{d_R} \quad (6.1)$$

Neu in diesem Kontext ist hier die Größe t_{diag} , die sich nicht nur direkt nach Gl. (6.1) berechnen lässt, sondern die auch mit t_h und t_v über

$$t_{\text{diag}} = \sqrt{\left(\frac{t_h}{2}\right)^2 + t_v^2} \quad \text{bei versetzter bzw.} \quad (6.2)$$

$$t_{\text{diag}} = \sqrt{t_h^2 + t_v^2} \quad \text{bei fluchtender Anordnung}$$

verbunden ist.

Die in Tabelle 2.4 dargestellten Arbeiten anderer Autoren sind allesamt älter als die hier betrachteten Theorien nach Martin und Molerus/Dietz und in ihrem Aufbau deutlich einfacher und damit weniger allgemeingültig. Insofern sollen Sie hier nicht auf ihre absolute Prognosegüte für $\alpha_{\text{WS,max}}$ hin bewertet werden. Lediglich die in Tabelle 2.4 farbig hinterlegten Terme, welche die Rohrbündelgeometrie betreffen, sollen auf ihre Anwendbarkeit hin überprüft werden.

Wie später gezeigt wird, ist keines der genannten Modelle in der Lage, die in dieser Arbeit untersuchten Anwendungsfälle in ihren Abstufungen und Relationen zufriedenstellend wiederzugeben. Aus diesem Grund ist ein eigenes, empirisch gestütztes Modell zur Berechnung des in dicht gepackten Rohrbündeln erzielbaren $\alpha_{\text{WS,max}}$ notwendig, welches die relevanten Kenngrößen enthält und zumindest für Gas-Feststoffsysteme des (D)DWT-Verfahrens Gültigkeit besitzen soll. Dies geschieht in folgenden Schritten:

1. Wahl der Rohrbündelvariante nach Abb. 6.1
2. Ermittlung der relevanten dimensionslosen Kenngrößen und Reduktionsfaktoren
3. Anpassung der Exponenten der Reduktionsfaktoren durch Vergleich mit empirischen Daten (eigene Messungen)
4. Aussagen zu Randbedingungen, Gültigkeit und Übertragbarkeit

6.1.2 Wahl der Rohrbündelvariante

In den Vorbetrachtungen in Kap. 2.3.6 wurde bereits die Verwendung von gerippten oder anderweitig in ihrer Oberfläche vergrößerten Rohre aus Kostengründen ausgeschlossen. Ebenso wurde auf die tendenzielle Bevorzugung der versetzten Rohrbündelgestaltung hingewiesen, in Abgrenzung zur fluchtenden oder gar gekreuzten Variante. Bei gleichen

horizontalen und vertikalen Teilungsverhältnissen ergeben sich mit versetzter Anordnung größere s_{\min} zwischen den Rohren. Bisher ausgeführte (D)DWT-Anlagen enthalten horizontale Rohrbündel, in der Regel in versetzter Anordnung [55] [80] [123]. Aus diesem Grund wird die versetzte Anordnung hier bevorzugt untersucht.

6.1.3 Ermittlung der relevanten dimensionslosen Kenngrößen

Aus Abb. 6.1 b) wird deutlich, welche geometrischen Größen für das Wärmeübergangsverhalten im versetzten Rohrbündel relevant sein können. Da die Hauptströmungsrichtung der Partikel vertikal verläuft, ist der Rohrabstand in horizontaler Richtung bei üblichen Rohrabständen die wichtigste Einflussgröße auf α_{WS} .

- horizontaler Rohrmittenabstand s_h [m]

Für eine schnelle Partikelaustauschfrequenz und damit hohe α_{WS} -Werte maßgeblich ist wie schon bei den Einzelrohrmessungen der Rohrdurchmesser d_R

- Rohrdurchmesser d_R [m]

Da z.B. aus [41] bekannt ist, dass die vertikale Teilung t_v einen geringeren Einfluss als die horizontale t_h hat, weisen effiziente, dicht gepackte versetzte Rohrbündel ihren geringsten freien Abstand in der Regel nicht in horizontaler, sondern in diagonaler Richtung auf (für $s_{\text{diag}} \leq s_h$). Der engste freie Abstand s_{\min} errechnet sich demnach gemäß $s_{\text{diag}} - d_R$ bzw. $d_R \cdot (t_{\text{diag}} - 1)$, allgemein jedoch zu $s_{\min} = \text{MIN}(s_{\text{diag}}, s_h) - d_R$ beim versetzten Bündel sowie zu $s_{\min} = \text{MIN}(s_h, s_v) - d_R$ beim fluchtenden Bündel.

- kleinster freier Rohrwandabstand s_{\min} [m]

Anstelle des in der Literatur üblichen vertikalen Abstandes bzw. der vertikalen Teilung wird hier der die Partikelbewegung direkter beeinflussende diagonale Rohrmittenabstand s_{diag} als Kenngröße gewählt.

- diagonaler Rohrmittenabstand s_{diag} [m]

Darüber hinaus ist selbstverständlich der Partikeldurchmesser selbst mitentscheidend für die Beeinflussung durch die Rohrbündelgeometrie.

- Partikeldurchmesser d_{Martin} [m]

Mit s_h , d_R , s_{\min} , s_{diag} , d_{Martin} liegen die fünf relevanten Einflussgrößen vor. Nur eine davon (s_{\min}) ist vollständig aus den anderen zu bilden, so dass vier unabhängige Variablen vorliegen, alle mit der Einheit [m].

Nach den Regeln der Dimensionsanalyse ergeben sich daraus drei dimensionslose Kenngrößen, die wie folgt gewählt werden:

1. „horizontale Teilung“ $t_h = \frac{s_h}{d_R}$
2. „diagonale Teilung“ $t_{\text{diag}} = \frac{s_{\text{diag}}}{d_R}$
3. „Durchlässigkeit“ $\frac{d_{\text{Martin}}}{s_{\min}}$

In Anlehnung an die Systematik nach Gel'perin [41] ergeben sich daraus – entsprechend ihres Einflusses auf α_{WS} – folgende Reduktionsfaktoren:

1. Faktor „horizontale Teilung“ $\left(1 - \frac{1}{t_h}\right)^x$
2. Faktor „diagonale Teilung“ $\left(1 - \frac{1}{t_{\text{diag}}}\right)^y$
3. Faktor „Durchlässigkeit“ $\left(1 - \frac{d_{\text{Martin}}}{s_{\min}}\right)^z$

6.1.4 Verifizierung der Reduktionsfaktoren durch empirische Messdaten

6.1.4.1 Versuchsmatrix versetzte Rohrbündel und Versuchsergebnisse $\alpha_{\text{WS,max}}$

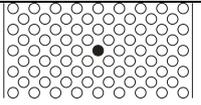
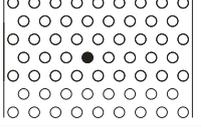
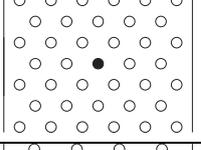
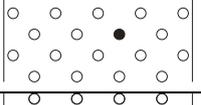
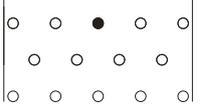
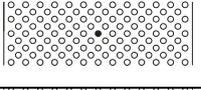
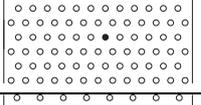
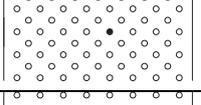
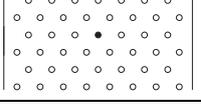
Im großen Kaltmodell (siehe Kap. 4.4) wurden mit der Standardkohle VE-M 0-2 mm (45 Hz, $w = 30\text{--}33\%$) verschiedene Geometrien versetzter Rohrbündel untersucht. Die Messungen erfolgten mit folgenden Parametervariationen:

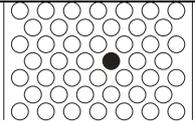
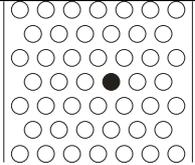
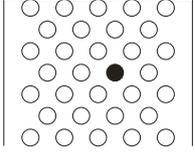
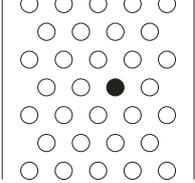
- 3 verschiedene Rohrdurchmesser 12, 22, 35 mm
- jeweils 4-5 verschiedene Geometrien $t_h = 1,54 - 4,00$
 $t_{\text{diag}} = 1,26 - 4,00$
- jeweils 2-5 verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten
 $u_0 = 0,1 - 0,3 (0,5) \text{ m/s}$
- jeweils 4 verschiedene axiale Messpunkte (y-Achse in Abb. 6.1) in der Mitte des Rohrbündels (x- und z-Achse mittig)
 $y = 0$ (mittig), -6 cm, -12 cm,
-17 cm (wandbündig)

- zusätzlich bei 22RB1 und 22RB2: jeweils 4 Messpunkte auf insgesamt 7 bzw. 4 verschiedenen (x;z)-Rohrpositionen über den Bündelquerschnitt verteilt

Die Rohrbündelkennwerte und erzielten Ergebnisse für $\alpha_{\text{WS,max}}$ lauten im Einzelnen wie folgt (x- und z-Achse mittig):

Tabelle 6.1: Beschreibung der untersuchten versetzten Rohrbündelgeometrien und erzielte Werte für $\alpha_{\text{WS,max}}$; zum Vergleich sind auch die erzielten $\alpha_{\text{WS,max}}$ aus Einzelrohrmessungen für die drei Durchmesser dargestellt

RB-Nr.	d_R [mm]	t_h	t_v	t_{diag}	s_{min} [mm]	$\alpha_{\text{hWS,max}}$ [W/(m ² K)] (Red.-faktor)	
22RB1	22	2,00	1,00	1,41	9,11	380 (0,597)	
22RB2	22	2,00	1,73	2,00	21,91	425 (0,667)	
22RB3	22	2,95	2,00	2,49	32,70	488 (0,766)	
22RB4	22	4,00	2,00	2,83	40,23	522 (0,819)	
22RB5	22	4,00	3,45	3,99	65,82	536 (0,841)	
<i>22e</i>	<i>22</i>	-	-	-	-	<i>637</i>	
12RB1	12	2,50	1,25	1,77	9,21	554 (0,596)	
12RB2	12	2,50	2,50	2,80	18,00	614 (0,660)	
12RB3	12	4,00	2,00	2,83	21,94	649 (0,697)	
12RB4	12	4,00	3,00	3,61	31,27	710 (0,763)	
<i>12e</i>	<i>12</i>	-	-	-	-	<i>930</i>	

35RB1	35	1,54	1,00	1,26	9,20	304 (0,502)	
35RB2	35	1,54	1,43	1,62	19,00	332 (0,549)	
35RB3	35	2,00	1,29	1,63	22,01	354 (0,585)	
35RB4	35	2,00	1,63	1,91	31,89	387 (0,640)	
35e	35	-	-	-	-	605	

Die Absenkung von $\alpha_{WS,max}$ im Rohrbündel beträgt im Vergleich zum Einzelrohr 59,7 bis 84,1 % bei den gewählten 22er Geometrien, 59,6 bis 76,3 % bei den 12er Bündeln und 50,2 bis 64,0 % bei den 35er Rohrbündeln. Zur Veranschaulichung des Rohrbündeleinflusses werden ausgewählte $\alpha_{WS,max}$ zweckmäßigerweise über d_R und s_{min} (enthält t_h und t_v) dargestellt, siehe Abb. 6.2.

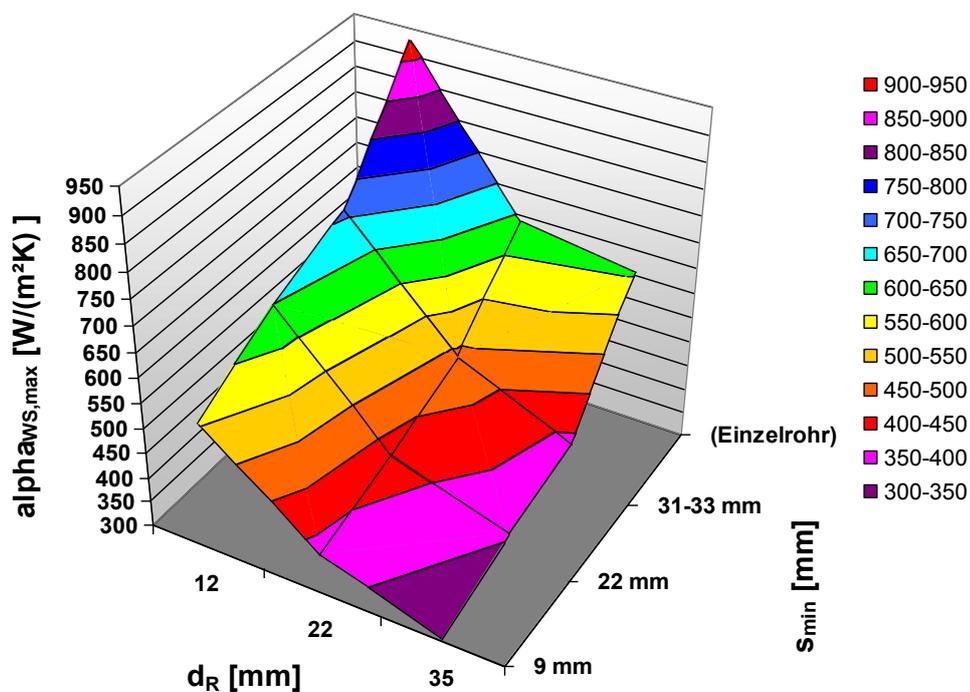


Abb. 6.2: $\alpha_{WS,max}$ im versetzten Rohrbündel über minimalem Rohrabstand s_{min} für die drei Rohrdurchmesser d_R

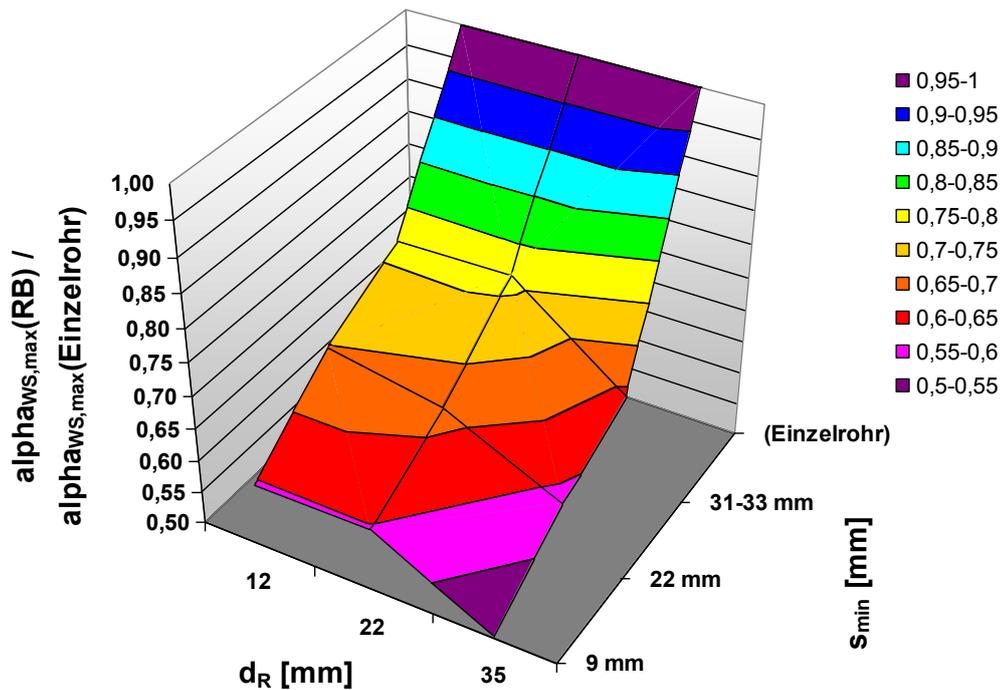


Abb. 6.3: Reduktionsfaktoren $\frac{\alpha_{WS,max}(\text{Rohrbündel})}{\alpha_{WS,max}(\text{Einzelrohr})}$

Abb. 6.3 zeigt die Daten aus Abb. 6.2, normiert mit dem jeweiligen Wert für das Einzelrohr, also die Gesamtreduktion von $\alpha_{WS,max}$. Es fällt auf, dass die relative Reduktion bei gleichem s_{min} mit zunehmendem Rohrdurchmesser zunimmt.

6.1.4.2 Adaption der Reduktionsfaktoren

Die in Kap. 6.1.3 hergeleiteten Reduktionsfaktoren lassen sich nun durch den Abgleich mit den Messdaten entsprechend ihrer Gewichtung anpassen. Die Exponenten x , y , z ergeben sich wie folgt: $x = 0,36$; $y = 0,24$; $z = 4,0$

1. Faktor „horizontale Teilung“ $\left(1 - \frac{1}{t_h}\right)^{0,36}$
2. Faktor „diagonale Teilung“ $\left(1 - \frac{1}{t_{diag}}\right)^{0,24}$
3. Faktor „Durchlässigkeit“ $\left(1 - \frac{d_{Martin}}{s_{min}}\right)^4$

Der Term d_{Martin}/s_{min} im Reduktionsfaktor Durchlässigkeit nimmt in der Regel sehr kleine Werte an, der hohe Exponent $z = 4$ sorgt jedoch für einen exponentiellen Abfall

von $\alpha_{\text{WS,max}}$ bei extrem engen Rohrteilungen. Die Gültigkeit wurde hier freilich nur für $s_{\text{min}} \geq 9 \text{ mm}$ nachgewiesen. Demnach ergibt sich $\alpha_{\text{WS,max}}$ im Rohrbündel direkt aus dem Einzelrohrwert nach folgender Korrelation:

$$\alpha_{\text{WS,max, RB}} = \alpha_{\text{WS,max, Einzelrohr}} \cdot \left(1 - \frac{1}{t_h}\right)^{0,36} \cdot \left(1 - \frac{1}{t_{\text{diag}}}\right)^{0,24} \cdot \left(1 - \frac{d_{\text{Martin}}}{s_{\text{min}}}\right)^4 \quad (6.3)$$

Durch den Bezug auf $\alpha_{\text{WS,max, Einzelrohr}}$ verbessert sich die Vorhersagegüte im Vergleich zu den Ansätzen nach Tabelle 2.4. Der Vergleich mit den Messdaten aus Tabelle 6.1 ergibt für Gl. (6.3) eine gut brauchbare maximale Abweichung von $\pm 12,6 \%$.

Die Einführung eines empirischen Korrekturfaktors für den Rohrdurchmesser, bezogen auf den gängigen Rohrdurchmesser 22 mm, verbessert die Genauigkeit auf immerhin $\pm 8 \%$. Aus Gl. (6.3) wird somit:

$$\alpha_{\text{WS,max, RB}} = \alpha_{\text{WS,max, Einzelrohr}} \cdot \underbrace{\left(1 - \frac{1}{t_h}\right)^{0,36} \cdot \left(1 - \frac{1}{t_{\text{diag}}}\right)^{0,24} \cdot \left(1 - \frac{d_{\text{Martin}}}{s_{\text{min}}}\right)^4 \cdot \left(\frac{d_R}{d_{22\text{mm}}}\right)^{0,09}}_{\text{Rohrbündelreduktionsfaktor } f_{\text{RB}}} \quad (6.4)$$

Von den Gleichungen aus Tabelle 2.4 sind hier lediglich drei sinnvoll anwendbar, davon eine nur für Dreiecksanordnung. Den Vergleich von Gl. (6.4) und diesen früheren Arbeiten mit den Messwerten zeigt Abb. 6.4. Die für den vorliegenden Anwendungsfall höhere Genauigkeit von Gl. (6.4) zeigt sich deutlich.

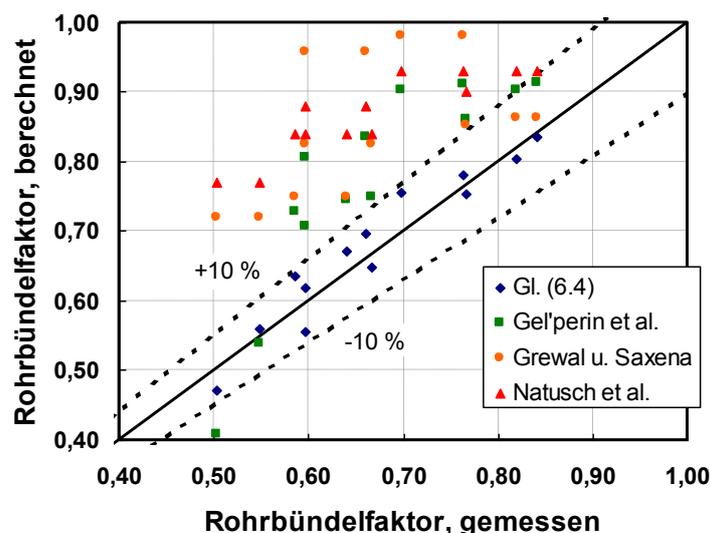


Abb. 6.4: Paritätsdiagramm Rohrbündelreduktionsfaktor f_{RB} , Vergleich eigene Korrelation Gl. (6.4) und das Rohrbündel betreffende Teil-Korrelationen anderer Autoren nach Tabelle 2.4

6.1.5 Randbedingungen und Übertragbarkeit

6.1.5.1 Wirbelschichtdurchmesser und Rohrbündelstärke

Wirbelschichttrockner für Braunkohle im großtechnischen Maßstab weisen Durchmesser von mehreren Metern auf. Insofern stellt sich die Frage nach der Übertragbarkeit der genannten, an einem 39 x 39 cm Querschnitt (\triangleq 43 cm Äquivalentdurchmesser) erzielten Ergebnisse.

Für eine Wirbelschicht ohne Einbauten empfiehlt Werther [126] einen Minstdurchmesser für Technikumsversuche von 50 cm zur Sicherstellung der Übertragbarkeit auf größere Durchmesser. Dies wird mit der Strömungsmechanik bzw. dem Blasenverhalten begründet, welches sich mit zunehmendem Behälterdurchmesser stark asymptotisch einem Endwert annähert.

Schreiber et al. [116] [117] konnten nachweisen, dass in einem horizontalen Rohrbündel bereits oberhalb der untersten beiden Rohrreihen die bündelspezifisch geringeren Werte für Blasendurchmesser und -aufstiegsgeschwindigkeit erreicht werden. Diese Feststellung wird durch die nachfolgend in 6.2.2 dargestellten Ergebnisse aus Sicht des Wärmeübergangs bestätigt.

Unter Berücksichtigung dieser ausgleichenden Wirkung der Rohrbündeleinbauten kann demnach auch für den verwendeten 43 cm Äquivalentdurchmesser von einer großtechnischen Übertragbarkeit ausgegangen werden.

6.1.5.2 Körnung und Wassergehalt der Kohle

Die verwendete Kohle VE-M 0-2 mm wurde bereits in Kap. 4.4 charakterisiert. Ihre Korngrößenverteilung erfüllt im getrockneten Zustand die Körnungsanforderung für moderne Staubfeuerungen. Gleichzeitig wird durch den geringen Durchmesser ($d_{\text{Martin}} = 94 \mu\text{m}$) eine quasi-ausschließliche Zuordnung zum partikelkonvektiven Wärmeübergang möglich. Der gaskonvektive Anteil spielt im Rahmen der möglichen Modellgenauigkeit eine stark untergeordnete Rolle. Aus diesem Grund ist die Anwendung von f_{RB} nach Gl. (6.4) nur für den partikelkonvektiven Anteil von α_{WS} bzw. für sehr feine Körnungen gesichert.

Die Versuche fanden bei einem Wassergehalt von $w = 30\text{-}33\%$ statt. Werte von $33\text{-}34\%$ Wassergehalt stellen gleichzeitig die obere zulässige Grenze dar. Bei einem Vergleichsversuch mit 22RB1 und $w = 36,5\%$ wurde neben der schwergängigen Fluidisierung auch ein deutlicher Einbruch von $\alpha_{\text{WS,max}}$ auf $190 - 250 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ festgestellt. Im Gegensatz zu den Einzelrohrversuchen macht sich bei dichten Rohrbündeln die Oberflächenfeuch-

tigkeit demnach bereits bei niedrigeren Wassergehalten durch innerpartikuläre Haftung deutlich bemerkbar.

Um die Übertragbarkeit der ermittelten Werte für α_{WS} auf die technisch relevanten Wassergehalte von TBK zu überprüfen, wurden zwei Vergleichsversuche mit 12RB4 und 35RB4 unternommen, jeweils mit $w = 31,8 \%$ und $w = 12,2 \%$. Die hier beobachtete Abnahme von $\alpha_{\text{WS,max}}$ wird mit derjenigen am Einzelrohr mit $\alpha_{\text{WS}} = f(w)$ verglichen (Messungen am kl. Kaltmodell, Abb. 5.19).

Tabelle 6.2: Reduktion $\alpha_{\text{WS,max}}$ TBK im Vergleich zu $w \approx 30 \%$ für Rohrbündel und Einzelrohr

Werte für $\alpha_{\text{WS,max}}$ [W/(m ² K)]	$w = 31,8 \%$	$w = 12,2 \%$	$\frac{\alpha_{\text{WS,max}}(12,2\%)}{\alpha_{\text{WS,max}}(31,8\%)}$
12RB4	710	549	0,773
35RB4	387	312	0,806
Einzelrohr 21,3 mm (kl. Kaltmodell)	481	380	0,790

Die Abnahme auf ca. 79 % am Einzelrohr ist bereits über die wassergehaltsabhängigen Stoffwerte und über $\varepsilon_{\text{mf}} = f(w)$ nach Gl. (5.1) für verschiedene Wassergehalte $w < 33 \%$ in den Theorien genügend genau abgebildet. Die bei den Rohrbündeln gefundenen Abnahmen bewegen sich hierzu im Bereich $\pm 2 \%$ -Punkte.

Martin prognostiziert für die beiden Wassergehalte in Tabelle 6.2 eine Reduktion auf 80,6 %, Dietz auf 85,4 %. Die bessere Genauigkeit bei Martin ist hier wohl auf die zusätzliche Berücksichtigung von $\lambda = f(w)$ zurückzuführen.

Die Annahme ist demnach zulässig, dass Gl. (6.4) für den gesamten hier betrachteten Bereich von $10 \% < w < 33 \%$ mit ausreichender Genauigkeit gültig ist.

6.1.5.3 Einfluss der Beheizung der Nachbarrohre

In [94] wurde der Einfluss der Beheizung von Nachbarrohren auf α_{WS} in fluchtenden Rohrbündeln für verschiedene Teilungen und Leerrohrgeschwindigkeiten an 0,7 mm Partikeln untersucht. Es zeigte sich für $u_0 / u_{\text{mf}} \geq 1,5$ ein messbarer, jedoch geringer Einfluss erst ab $t < 3$. Allgemein lässt sich aus dieser Arbeit ableiten, dass für genügend große u_0 und t kein Einfluss vorhanden ist, dieser jedoch beim Unterschreiten gewisser Werte auftritt.

Aus diesem Grund wurden mit der Standardkohle Vergleichsversuche am sehr dicht gepackten 22RB1 mit unbeheizten Nachbarrohren sowie mit 6 und 18 beheizten

Nachbarrohren vorgenommen. Hierzu wurden die verwendeten Kupferrohre von Warmwasser mit sehr hoher Umlaufgeschwindigkeit durchströmt, so dass der Temperaturabfall zwischen Rohrein- und austritt unter 1,5 K lag. Die Temperatur am Rohreintritt wurde zwischen 0 und 1 K höher als die Sondentemperatur geregelt, so dass die Nachbarrohre mit guter Genauigkeit dieselbe Temperatur wie die Sonde aufwiesen. Die Messung der Wirbelschichttemperatur erfolgte wie immer direkt unterhalb und oberhalb des Gesamtbündels (Mittelwert aus 2 Messstellen).

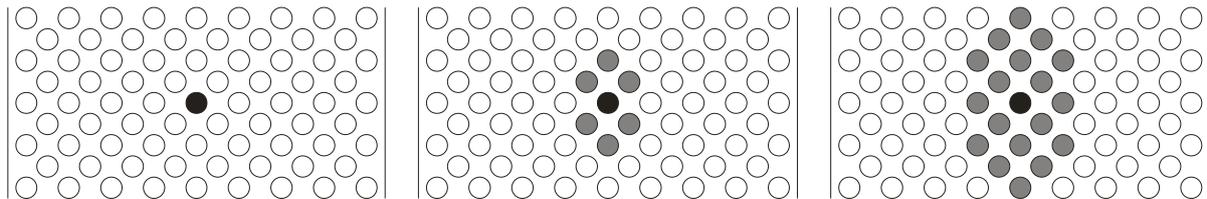


Abb. 6.5: Vergleichsmessung ohne beheizte Nachbarrohre (Standardfall), mit 6 und mit 18 Nachbarrohren beheizt, durchgeführt am engsten Rohrbündel 22RB1

Tabelle 6.3: Vergleichsmessungen Nachbarrohre beheizt/unbeheizt an 22RB1

Werte für $\alpha_{\text{WS,max}}$ [W/(m ² K)]	Nachbarrohre unbeheizt	6 Nachbarrohre beheizt	18 Nachbarrohre beheizt
$u_0 = 0,1$ m/s	386	379	361
$u_0 = 0,3$ m/s	387	386	387

Die Vergleichsmessungen bestätigen die Erkenntnisse aus [94]. Gleichzeitig wird deutlich, dass in sehr kleinteiligen Rohrbündeln eine Mindestgeschwindigkeit $u_0 \geq 0,1$ m/s sinnvoll ist. Bei $u_0 = 0,3$ m/s ist kein Einfluss mehr nachweisbar.

Da $\alpha_{\text{WS,max}}$ ohnehin bei $u_0 > 0,1$ m/s auftritt und 22RB1 den kleinsten Wert für s_{min} aufweist, erübrigt sich der Nachweis für die anderen Rohrbündel mit größerem s_{min} . Die ermittelten Werte und Zusammenhänge für $\alpha_{\text{WS,max}}$ können demnach auch in vollbeheizten Rohrbündeln angewendet werden.

Aufgrund des geringen Einflusses der Beheizung der Nachbarrohre erfolgten die weiteren Messungen ausschließlich mit unbeheizten Nachbarrohren.

6.1.5.4 Einfluss von Voll-/Teilbelegung des Wirbelschichtquerschnitts

Sämtliche bisher untersuchten Rohrbündelvarianten gehen von einer Vollbelegung des Wirbelschichtquerschnitts aus. Als Nebenergebnis ist die Frage nicht unerheblich,

inwieweit ein konstruktiv notwendiges oder gewolltes Freilassen von vertikalen Gassen im Rohrbündel für veränderte Bedingungen sorgt.

Hierzu wurde die Vollbelegung mit einer freibleibenden Mittelgasse und zwei Randgassen verglichen. Abb. 6.6 verdeutlicht die Geometrien.

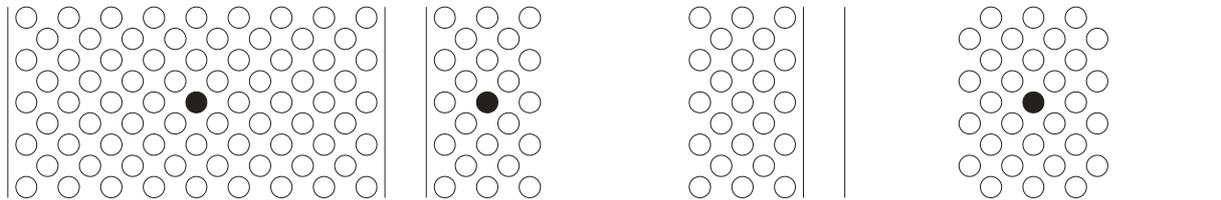


Abb. 6.6: Teilbelegungen in 22RB1: Vollbelegung (links), Mittelgasse frei, Randgassen frei (rechts)

Die Ergebnisse für $\alpha_{\text{WS,max}}$ aus den Vergleichsmessungen zeigt nachstehende Tabelle. Im Rahmen der Versuchs- und Messgenauigkeit ist der Einfluss von Teilbelegungen nicht vorhanden bzw. recht gering.

Tabelle 6.4: Vergleichsmessungen Voll-/Teilbelegung des WS-Querschnitts an 22RB1

	Vollbelegung	Teilbelegung, Mittelgasse frei	Teilbelegung, Randgassen frei
Werte für $\alpha_{\text{WS,max}}$ [W/(m ² K)]	380	381	369

6.1.6 Vergleich mit den Rohranordnungen fluchtend und gekreuzt

Der Einfluss von gekreuzter und fluchtender Rohranordnung im Vergleich zur hier untersuchten versetzten Anordnung ist von Interesse, um die Gültigkeit des Modells ggf. hierauf erweitern zu können.

Gegen die gekreuzte Variante sprechen jedoch konstruktive Erwägungen. Der Einbau von Verteilern und Sammlern für die Dampfbeheizung wäre ungleich aufwändiger, ebenso der Einbau der notwendigen Messtechnik in die Wirbelschicht. Die in [93] getroffene Aussage, dass bei gekreuzter Anordnung α_{WS} -Werte wie beim Einzelrohr gemessen werden, soll für den hier vorliegenden Anwendungsfall geprüft werden. In derselben Arbeit wird festgehalten, dass für fluchtende und versetzte Anordnung gleich hohe α_{WS} -Werte zu erwarten sind. Folgende Geometrien wurden untersucht:

Tabelle 6.5: Vergleich fluchtende und gekreuzte Anordnung, VE-M 0-2 mm im gr. Kaltmodell, Messungen mittig im Rohrbündel

Anordnung	Rohrbündelnr.	d_R [mm]	t_h	t_v	t_{diag}	s_{min} [mm]	$\alpha_{WS,max}$ [W/(m ² K)]
Einzelrohr	22e	22	-	-	-	-	637
fluchtend	22RB6	22	2,00	2,00	2,83	22,0	444
fluchtend	22RB7	22	2,00	1,50	2,5	11,0	449
gekreuzt	22RB8	22	2,00	1,73	-	16,0	-

Ein Ergebnis für die gekreuzte Anordnung liegt nicht vor. Mangels Fluidisierbarkeit konnte kein zuverlässiger Messwert ermittelt werden. Durch die hier auf allen vier Seiten wanddurchdringende Rohrführung und die versperrten Vertikalgassen war ab der Rohrbündelzone aufwärts keine gleichmäßige Fluidisierung möglich. Während die Randzonen im Festbettzustand verblieben, bildete sich in der Mittelzone offensichtlich eine größere Gasse, denn der gemessene Bettdruckverlust betrug nur rund die Hälfte des Sollwertes. Damit muss von der gekreuzten Anordnung bei diesen engen Rohrteilungen dringend abgeraten werden.

Die beiden fluchtenden Rohrbündel zeigen ein gutes Fluidisierungsverhalten und ordentliche $\alpha_{WS,max}$ -Werte, auf die später noch einmal Bezug genommen wird.

6.1.7 Einfluss auf den gaskonvektiven Wärmeübergang

Die bisher ausgeführten Einflüsse der Rohrbündelgeometrie auf $\alpha_{WS,max}$ gelten für den hier dominierenden partikelkonvektiven Wärmeübergang. Eine Übertragbarkeit auf den gaskonvektiven Mechanismus wurde separat untersucht, mithilfe des PE-Kunststoffgranulats (siehe Anhang A4) der Körnung 3-4 mm ($d_{50} = 3,5$ mm). Bei dieser Körnung dominiert u. a. nach Molerus [88] die Gaskonvektion deutlich. Tabelle 6.6 zeigt die Vergleichsversuche mit Kunststoffgranulat.

Tabelle 6.6: Vergleichsversuche Gaskonvektion mit Kunststoffgranulat 3,5 mm

	Werte für $\alpha_{WS,max}$ [W/(m ² K)]	Reduktionsfaktor zum Einzelrohr
22e (Einzelrohr) mittig	149	-
22RB1 mittig	134	0,899
22RB2 mittig	135	0,906
22RB6 (fluchtend) mittig	125	0,839

Da die Leerrohrgeschwindigkeit an der Anlage auf ca. 0,85 m/s limitiert ist, kann nicht für alle Versuche mit Kunststoffgranulat in Anspruch genommen werden, dass $\alpha_{\text{WS,max}}$ erreicht wurde. Insofern sind diese Daten nicht absolut, sondern tendenziell zu sehen:

- Der gaskonvektive Wärmeübergang sinkt bei engen Rohrteilungen weniger stark ab. Dies ist durch die um Größenordnungen geringeren Abmessungen der wärmetransportierenden Gasmoleküle erklärbar.
- Selbst bei $s_{\text{min}}/d_p \approx 2,7$ ist eine intakte Wirbelschicht mit kaum reduziertem Wärmeübergang möglich.
- Zumindest bei gleichem u_0 ist der Unterschied fluchtende / versetzte Anordnung bei der Gaskonvektion deutlich stärker ausgeprägt, erreicht aber nicht die Reduktionsfaktoren des partikelkonvektiven Wärmeübergangs.

Messungen in [85] bestätigen dies, indem mit 1,85 mm Sandpartikeln bei gleichem u_0 in versetzter Anordnung etwa 5 % höhere α_{WS} als bei fluchtender gemessen werden. In [11] wird 5,3 mm Sand in zwei verschiedenen Rohrteilungen gewirbelt, bis $u_0 = 2 \cdot u_{\text{mf}}$ jedoch ohne deutliche Unterschiede.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass der gaskonvektive Wärmeübergang auch bei engen Rohrbündeln weniger stark reduziert wird als der partikelkonvektive. Deshalb ist eine rechnerische Berücksichtigung z.B. zur Erweiterung des Modells auf (D)DWT-Grobkorn nicht zwingend erforderlich. Für den Wärmeübergang bei Feinkorn ist die gaskonvektive Reduktion nicht relevant.

6.2 Lokale Wärmeübergangskoeffizienten im Rohrbündel

6.2.1 Verteilung entlang der y-Achse mittig

Die bis hier betrachteten Messungen erfolgten bei mittiger x- und z-Position, d.h. mitten im Rohrbündel. Die in der Regel auch bei mittiger y-Position gemessenen Werte für $\alpha_{\text{WS,max}}$ sind relevant für die großtechnische Skalierung.

Darüber hinaus wurden die Randeinflüsse gemessen, zunächst in y-Richtung, also entlang der Rohrachse. Alle Rohrbündelrohre sind wanddurchdringend eingebaut, so dass die Partikelbewegung durch dieses dreidimensionale Hindernis besonders stark eingeschränkt wird. Entsprechend ist hier ein besonders großer Wandeinfluss zu erwarten.

Die Abb. 6.7 bis Abb. 6.9 zeigen den Verlauf $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0, y)$ für die 12er, 22er und 35er Rohrbündel. Die y-Position in der Legende bezeichnet wiederum die Lage der Mitte der 5 cm langen Sonde, von mittig bis randbündig:

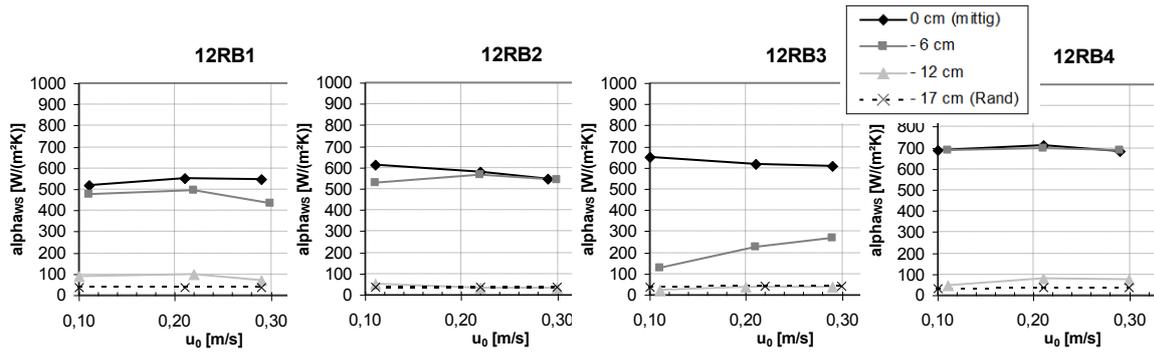


Abb. 6.7: Verlauf $\alpha_{WS} = f(u_0, y)$ für die 12er Rohrbündel, x- und z-Position mittig, Nachbarrohre unbeheizt, $w \approx 32\%$

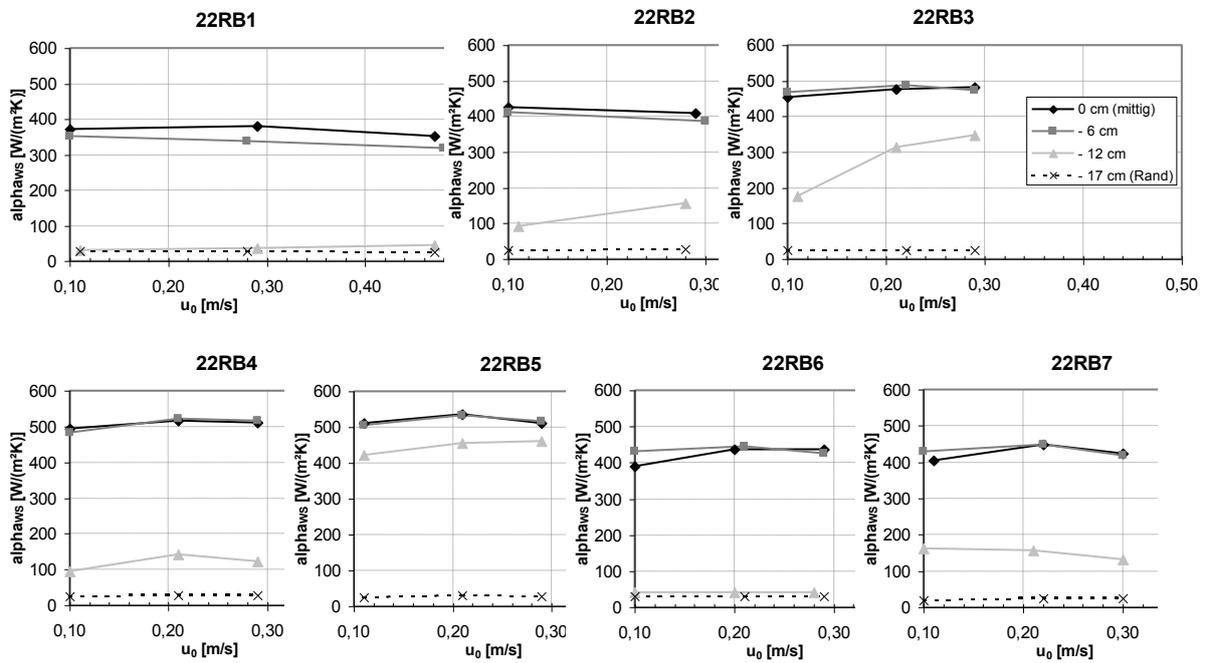


Abb. 6.8: Verlauf $\alpha_{WS} = f(u_0, y)$ für die 22er Rohrbündel, x- und z-Position mittig, Nachbarrohre unbeheizt, $w \approx 32\%$; 22RB1-5 versetzt, 22RB6-7 fluchtend

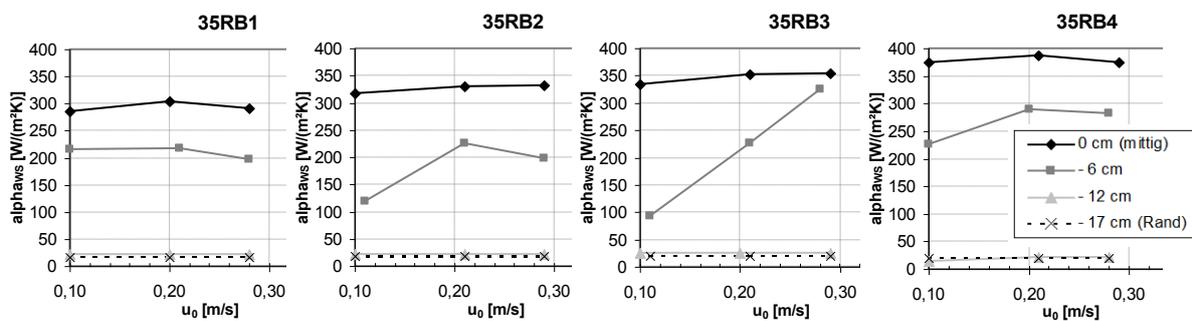


Abb. 6.9: Verlauf $\alpha_{WS} = f(u_0, y)$ für die 35er Rohrbündel, x- und z-Position mittig, Nachbarrohre unbeheizt, $w \approx 32\%$

6.2.2 Verteilung in x- und z-Richtung anhand 22RB1 und 22RB2

Bei den beiden engsten 22er Rohrbündeln 22RB1 und 22RB2 wurden an mehreren (x;z)-Positionen die Messungen entlang der vier y-Messstellen durchgeführt, um ein Bild von der räumlichen Verteilung auch in diesen Richtungen zu erhalten. Von Interesse sind dabei u. a. folgende Fragestellungen:

- Nach wie vielen Rohrebenen erreicht α_{ws} den Wert der Bündelmitte (von unten/oben kommend) ?
- Wie ist der Randeinfluss an ebenen, rohrparallelen Wänden?

Abb. 6.10 zeigt die räumliche Verteilung an ausgewählten Messachsen in 22RB1. Einige Messachsen aus 22RB2 sind in Abb. 6.11 dargestellt.

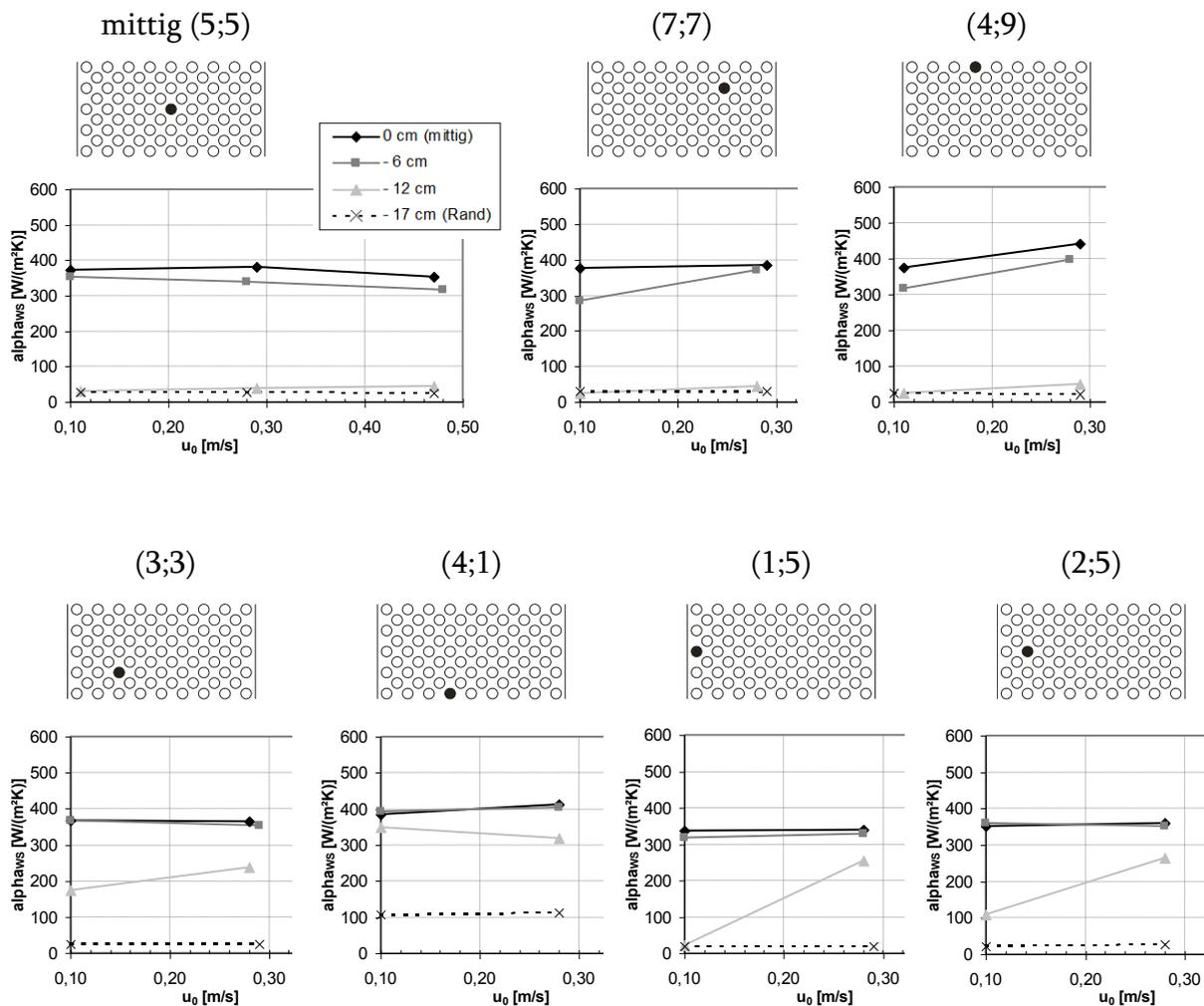


Abb. 6.10: Verteilung von α_{ws} an ausgewählten (x;z)-Positionen in 22RB1; Nachbarrohre unbeheizt, $w \approx 32\%$

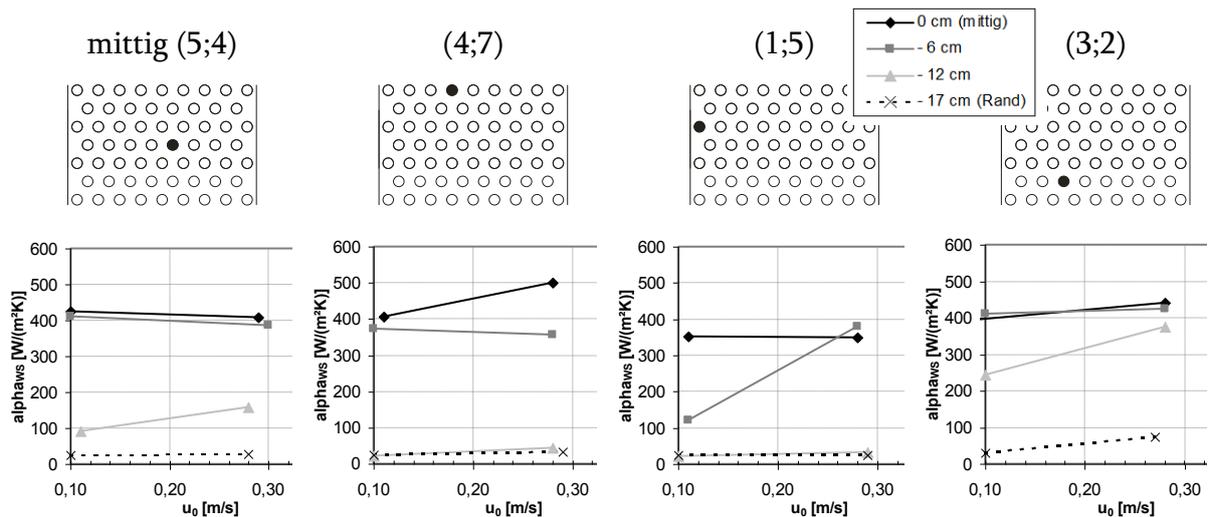


Abb. 6.11: Verteilung von α_{WS} an ausgewählten $(x;z)$ -Positionen in 22RB2; Nachbarrohre unbeheizt, $w \approx 32\%$

Es zeigt sich, dass bereits in der dritten Rohrebene von unten das $\alpha_{WS,max}$ der Bündelmitte erreicht wird. In den untersten und obersten Rohrebenen ist das Wärmeübergangsniveau höher, erreicht jedoch bei weitem nicht die Werte des Einzelrohrs.

Bereits während der Versuche war optisch deutlich sichtbar, dass der immense Randeinfluss der beiden durchdrungenen Wände erst nach einigen Rohrebenen voll ausgeprägt war. Dies zeigt sich sehr gut beim Ebenenvergleich anhand der y -Positionen -17 cm und -12 cm.

Ganz anders gestaltet sich der Randeinfluss an den beiden rohrparallelen Wänden. Hier ist bei mittigen y -Positionen allenfalls bei niedrigem u_0 eine deutliche Reduktion messbar. Bei 0,3 m/s werden für $\alpha_{WS,max}$ immerhin knapp 90 % der Bündelmitte erreicht, obwohl der engste Abstand Rohr-Wand hier jeweils lediglich 8 mm beträgt.

6.3 Gesamtmodell zum Wärmeübergang in horizontalen Rohrbündeln

6.3.1 Gültigkeit des Modells

In den bisherigen Ausführungen wurden die einzelnen Aspekte und Einflussgrößen auf den Wärmeübergang bei der (D)DWT eingehend beleuchtet, theoretisch aufgearbeitet und anhand von Kaltmodellversuchen mit Kohle in Stickstoff verifiziert.

Beim Vergleich der beiden Theorien Martin und Molerus/Dietz ergaben sich auf beiden Seiten Vorteile. Aufgrund des überzeugenderen Verlaufs $\alpha_{WS} = f(u_0)$ hat sich letzteres als in der Praxis besser verwendbar herausgestellt (vgl. Kap. 5.3). Daher soll nun das Modell nach Dietz – auf Basis der hier getroffenen Untersuchungen – für die Berechnung von

α_{WS} modifiziert werden. Dabei steht die Gültigkeit für das hier beschriebene (D)DWT-Verfahren im Vordergrund, eine darüber hinausgehende Allgemeingültigkeit für alle Gas-Feststoffsysteme ist mit dem hier vorgestellten Untersuchungsumfang nicht vollständig erreichbar. Die Allgemeingültigkeit soll umfassen:

- Gas-Feststoff-Wirbelschichten mit horizontalen, parallelen Rohrbündeleinbauten in versetzter Anordnung mit engsten freien Abständen $s_{\text{min}} \geq 9 \text{ mm}$
- Wirbelschichtzonen ohne Randeinflüsse (hierfür ist ein Mindestdurchmesser nötig)
- technisch relevante Bereiche für d_{R} und u_0 ($u_0 \geq 0,1 \text{ m/s}$, jedoch ohne präzise Vorhersage für $u_0 \gg 0,4 \text{ m/s}$)¹⁴
- technisch relevante Wassergehalte $10 \% < w < 33 \%$
- partikelkonvektiv dominierten Wärmeübergang, $d_{\text{p}} < 200 \text{ }\mu\text{m}$

6.3.2 Modifizierung des Modells nach Dietz

Die Modifizierung des Dietz-Modells erfordert drei Schritte:

- 1) Erweiterung um den Einfluss des Rohrdurchmessers d_{R}
- 2) Erweiterung um den Rohrbündel-Reduktionsfaktor f_{RB}
- 3) Anpassung des Verlaufs $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ an die Besonderheiten von Rohrbündeln

1) Der Einfluss von d_{R} ist ausführlich in Kap. 5.4 dargestellt. Abb. 5.27 zeigt den überwiegend sehr präzisen Zusammenhang für $d_{\text{R}}^{-1/3}$ nach Petrie et al. [103], mit der Abweichung nach unten bei $d_{\text{R}} = 33 \text{ mm}$ und insbesondere bei $d_{\text{R}} = 22 \text{ mm}$, also ausgerechnet im technisch relevantesten Bereich und beim Durchmesser der DDWT-Versuchsanlage (21,3 mm).

Dietz [26] führte seine eigenen Messungen an einer (vertikalen) Rohrsonde mit 60 mm Durchmesser durch. Unter Einbeziehung der wassergehaltsabhängigen Stoffdaten entsprechen die $\alpha_{\text{WS,max}}$ -Werte am ehesten den hier vorgestellten Messwerten für $d_{\text{R}} = 80 \text{ mm}$. Dies ist wenig verwunderlich, da an einem durchmessergleichen Vertikalrohr eine etwas geringere Partikelaustauschfrequenz als

¹⁴ Mit höheren Leerrohrgeschwindigkeiten verstärkt sich der Austrag der relevanten Feinstfraktionen deutlich, so dass der im kontinuierlichen Prozess erreichbare Wärmeübergang erheblich von weiteren Einflussfaktoren wie Verweilzeit und ggf. konstruktive Rückführung von ausgetragenen Staub abhängt.

an einem Horizontalrohr zu erwarten ist. Mittels einer Normierung auf die Messwerte bei $d_R = 80$ mm kann α_{WS} für alle anderen Rohrdurchmesser berechnet werden.

$$\alpha_{WS,R} = \left(\frac{d_R}{d_{80\text{mm}}} \right)^{-0,3} \cdot \alpha_{WS} \quad (6.5)$$

Der Umrechnungsexponent $-1/3$ aus Kap. 5.4 wird auf $-0,3$ angepasst, zur Verringerung der maximalen Abweichung. Dies führt für alle d_R zu sehr präzisen Vorhersagen im Bereich ± 5 %, mit den bereits bekannten Ausnahmen $d_R = 33$ mm (+ 7 %) und $d_R = 22$ mm (+ 16 %).

Deshalb wird für solche Durchmesser die Auslegung auf Basis von tatsächlich gemessenen $\alpha_{WS,max}$ für den jeweiligen Einzelrohrdurchmesser empfohlen.

- 2) Der semi-empirische Rohrbündelreduktionsfaktor f_{RB} ist in Gl. (6.4) hergeleitet. Das Versuchsprogramm dieser Arbeit ist nach partikelkonvektiv und gaskonvektiv dominiertem Mechanismus getrennt (Feinkornkohle und 3,5 mm Kunststoffgranulat). Beim rein gaskonvektiven Wärmeübergang erscheint es wegen des v.a. in absoluten Zahlen sehr geringen Rohrbündel-Einflusses (≤ 24 W/(m²K), siehe Tabelle 6.6) zur Vereinfachung zulässig, ohne Reduktionsfaktor zu rechnen.

Bei einer Modifikation des Martin-Modells wäre f_{RB} deshalb zweckmäßigerweise vor α_{pk} nach Gl. (3.48) zu setzen. Das Modell nach Dietz hingegen weist selbst für $d_p < 100$ μm noch einen nicht zu vernachlässigenden Anteil an gaskonvektivem Wärmeübergang aus, so dass das ermittelte f_{RB} auf beide Mechanismen bezogen werden muss, um exakte Ergebnisse für Feinkorn zu erhalten.

Dies führt bei $d_p \gg 100$ μm im Übergangsbereich partikel-/gaskonvektiv zwangsläufig zu Ungenauigkeiten des modifizierten Dietz-Modells.

- 3) Bei den durchgeführten Feinkornversuchen wurde mit Rohrbündeln das Maximum in der Regel bereits bei 0,3 m/s erreicht, im Gegensatz zu den Einzelrohrmessungen. Die Einbauten führen zwischen den Rohren zu erhöhter tatsächlicher Gasgeschwindigkeit, verglichen mit der nominellen Leerrohrgeschwindigkeit. Diese erhöhte Zwischenrohrgeschwindigkeit u_{ZR} bewirkt ein Maximum für $\alpha_{WS} = f(u_0)$ bereits bei kleineren u_0 .

$$u_{ZR} = u_0 \cdot \frac{A_0}{A_{ZR}} \quad (6.6)$$

Streng genommen ändert sich die freie (effektive) Querschnittsfläche A_{ZR} zwischen den Rohrreihen ständig, wie Abb. 3.21 bereits zeigte. An der jeweils engsten Stelle einer Rohrebene beträgt $u_{ZR,max}$ vereinfacht (d.h. ohne Unregelmäßigkeiten am Behälterrand):

$$u_{ZR,max} = u_0 \cdot \frac{t_h}{t_h - 1} \quad (6.7)$$

Aus dem Vergleich von Einzelrohr- und Rohrbündelversuchen zeigt sich, dass $\alpha_{WS,max}$ bei engen Rohrbündeln erwartungsgemäß bei niedrigeren u_0 auftritt. Dieser Effekt ist jedoch auch durchmesserabhängig. Durch Anpassung der Konstanten in den Gl. (5.16) und (5.17) ergeben sich bereits niedrigere optimale Leerrohrgeschwindigkeiten, da diese Anpassung ebenfalls zu niedrigeren $u_{0,opt}$ führt. Durch Verwendung von $u_{ZR,max}$ anstelle von u_0 wird der veränderten Strömungsdynamik im Rohrbündel Rechnung getragen.¹⁵

Damit gestaltet sich das an das (D)DWT-Verfahren und für horizontale Rohrbündel (ohne Randeinflüsse) angepasste Modell nach Dietz in modifizierter Form wie folgt:

$$\alpha_{WS}^*(u) = \left(\frac{d_R}{d_{80mm}} \right)^{-0,3} \cdot f_{RB} \cdot \left(\frac{\lambda_G}{l_l} \cdot \frac{0,125 \cdot (1 - \varepsilon_{mf})}{1 + \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_p \cdot \eta_G} + D^*(u)} \cdot g^*(u) + \frac{\lambda_G}{l_t} \cdot 0,165 \cdot Pr^{1/3} \cdot f(u) \right) \quad (6.8)$$

mit

¹⁵ Zur Frage, warum anstelle eines Zwischenwertes $u_0 < u_{ZR} < u_{ZR,max}$ ausgerechnet der Maximalwert $u_{ZR,max}$ verwendet wird, siehe auch die Überprüfung anhand von Messwerten in Kap. 6.3.3. Ergänzend sei darauf hingewiesen, dass im Bereich der horizontalen Engstelle sehr hohe partikelkonvektive lokale Wärmeübergänge auftreten ([4] [23] [93] [95] [98] [99] [100] [110]), also genau dort wo $u_{ZR,max}$ vorliegt.

$$f_{\text{RB}} = \left(1 - \frac{1}{t_h}\right)^{0,36} \cdot \left(1 - \frac{1}{t_{\text{diag}}}\right)^{0,24} \cdot \left(1 - \frac{d_{\text{Martin}}}{s_{\text{min}}}\right)^4 \cdot \left(\frac{d_R}{d_{22\text{mm}}}\right)^{0,09}$$

für horizontale Rohrbündel $12 < d_R < 35$ mm bzw. (6.9)

$$f_{\text{RB}} = 1 \quad \text{für Einzelrohre}$$

$$u = u_{\text{ZR,max}} = u_0 \cdot \frac{t_h}{t_h - 1} \quad (6.10)$$

$$g^*(u) = \frac{1}{1 + \frac{1}{0,06 \cdot \sqrt[3]{\frac{u - u_{\text{mf}}}{u_{\text{mf}}}} \cdot \sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_G \cdot g}} \cdot (u - u_{\text{mf}})}} \quad (6.11)$$

$$D^*(u) = 0,45 \cdot \frac{\lambda_G}{2 \cdot c_P \cdot \eta_G} \cdot (1 - \varepsilon_{\text{mf}})^2 \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_P - \rho_G}\right)^{0,5} \cdot \left(\sqrt[3]{\frac{\rho_P \cdot c_P}{\lambda_G \cdot g}} \cdot (u - u_{\text{mf}})\right)^2 \cdot \frac{u_{\text{mf}}}{u - u_{\text{mf}}} \quad (6.12)$$

$$f(u) = \frac{1}{1 + 0,05 \cdot \left(\frac{u_0 - u_{\text{mf}}}{u_{\text{mf}}}\right)^{-1}} \quad (6.13)$$

Dabei sind die Stoffdaten der Braunkohle im Bereich $10 < w < 33$ % als Funktion des Wassergehalts nach Gl. (3.5) und (5.4) einzusetzen. Keine Rolle im vorliegenden Modell spielt hingegen λ_p . Die Lockerungsgeschwindigkeit u_{mf} wird nach Gl. (3.20) berechnet, ε_{mf} nach Gl. (5.1). Der Faktor $f(u)$ hat bei Feinkorn kaum Relevanz, da $u_0 \gg u_{\text{mf}}$ und damit $f(u) \approx 1$.

6.3.3 Überprüfung des Modells anhand von Kaltmodellmessungen

Zur Validierung des modifizierten Dietz-Modells erfolgt zunächst der Vergleich mit den durchgeführten Einzelrohrmessungen am großen Kaltmodell. Abb. 6.12 zeigt den Vergleich.

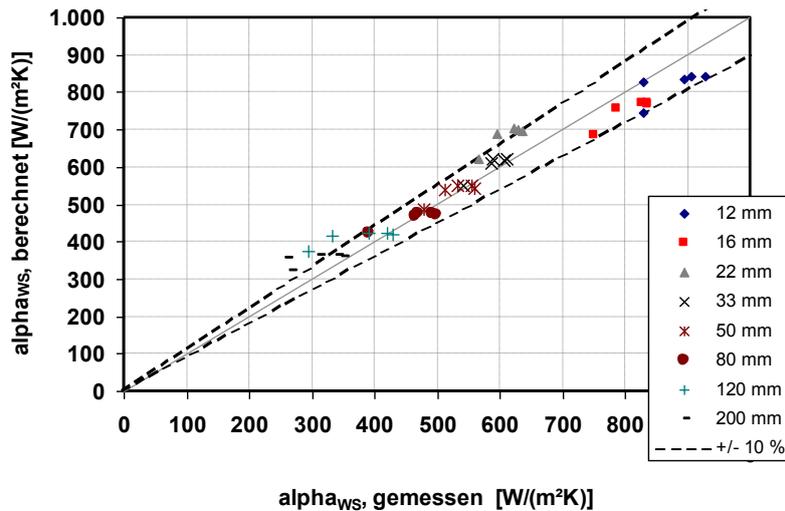


Abb. 6.12: Paritätsdiagramm Gl. (6.8) und Messwerte am Einzelrohr (d.h. $f_{RB}=1$); (x;y;z)-Position mittig, Messwerte aus Kap. 5.4 am großen Kaltmodell

Die meisten Messwerte liegen deutlich innerhalb der eingezeichneten $\pm 10\%$ Toleranz. Die wenigen 10 %-Überschreitungen sind wie folgt begründet:

- Wie in den Ausführungen zu Gl. (6.5) erwähnt, liegen sämtliche Rechenwerte für $d_R = 22$ mm um 9 % bis 16 % über dem Messwert.
- Für $d_R = 120-200$ mm liegen die Messwerte α_{WS} für die unteren Geschwindigkeiten ($u_0 = 0,1$ bis $0,2$ bzw. $0,3$ m/s) niedriger als berechnet. Bereits früher wurde festgestellt, dass größere d_R höhere $u_{0,opt}$ erfordern. Bei niedrigen u_0 ähneln derartige große Durchmesser offensichtlich einem vertikalen Rohr mit entsprechend niedrigerer Partikelaustauschfrequenz. Dietz' ursprünglicher Verlauf $\alpha_{WS} = f(u_0)$ vor der Modifikation nach Gl. (5.16) und (5.17) ist auch für Vertikalrohre konzipiert und ist demzufolge für diese sehr großen $d_R = 120-200$ mm besser geeignet. Aufgrund der technischen Irrelevanz dieser großen Horizontal-Rohrdurchmesser sind diese Ausreißer jedoch nicht bedeutsam.

Im nächsten Schritt erfolgt die Überprüfung für Rohrbündel, d.h. unter Einbeziehung von f_{RB} nach Gl. (6.9). Die Abb. 6.13 bis Abb. 6.15 zeigen die Ergebnisse für die Bündel mit 12, 21 und 35 mm Rohrdurchmesser.

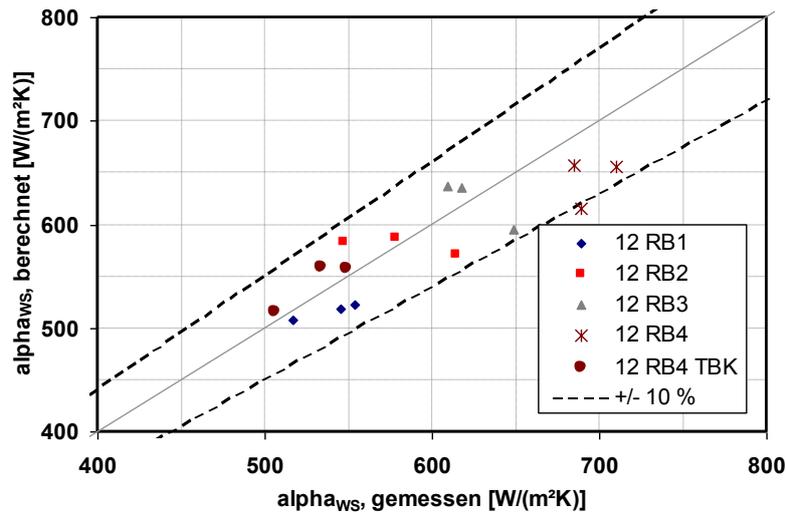


Abb. 6.13: Paritätsdiagramm Gl. (6.8) und Messwerte am 12 mm Rohrbündel; (x;y;z)-Position mittig, Messwerte am großen Kaltmodell lt. Tabelle 6.1

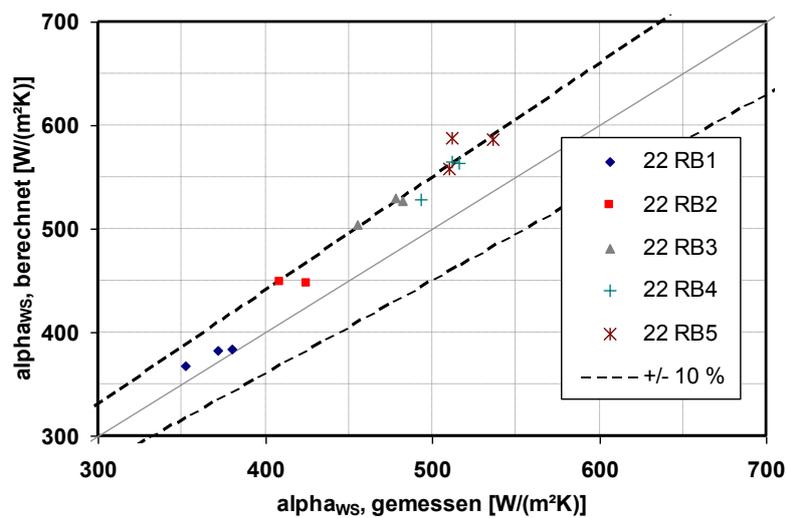


Abb. 6.14: Paritätsdiagramm Gl. (6.8) und Messwerte am 22 mm Rohrbündel mit versetzter Anordnung; (x;y;z)-Position mittig, Messwerte am großen Kaltmodell lt. Tabelle 6.1

Die berechneten Werte für die 12 mm Bündel liegen gut im $\pm 10\%$ Toleranzbereich, bei gleichmäßiger Streuung. Wie bei Verwendung von Gl. (6.5) angekündigt, liegen die Rechenwerte für 35 mm und vor allem 22 mm tendenziell zu hoch, jedoch kaum weiter als 10 % vom Messwert entfernt.

Positiv fällt die hohe Linearität der 22 mm Rechenwerte auf, die fast durchgehend exakt um 10 % zu hoch liegen. Eine sehr gute Präzision lässt sich hier mit der Verwendung von individuellen $\alpha_{WS,max}$ für den jeweiligen Rohrdurchmesser und anschließender Anwendung von f_{RB} nach Gl. (6.4) im Rohrbündel erzielen.

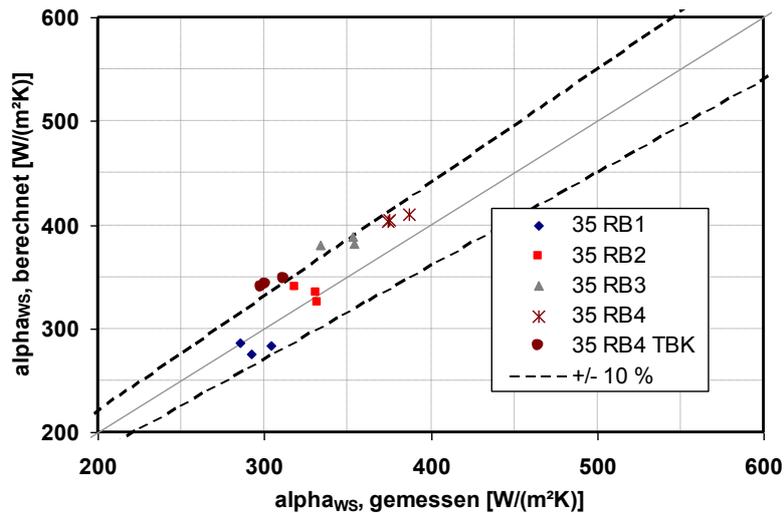


Abb. 6.15: Paritätsdiagramm Gl. (6.8) und Messwerte am 35 mm Rohrbündel; (x;y;z)-Position mittig, Messwerte am großen Kaltmodell lt. Tabelle 6.1

An dieser Stelle soll auch ein Blick auf die Messwerte der fluchtenden Rohrbündel (22RB6 und 22RB7) geworfen werden. Deren Parität zu Gl. (6.8) passt sehr gut zur + 10 % Tendenz der versetzten 22er Rohrbündel. Zumindest für diese beiden relativ engen Rohrbündel fluchtender Ausrichtung ist das modifizierte Modell und damit der Reduktionsfaktor f_{RB} ebenfalls anwendbar, wie nachstehende Abbildung zeigt. Dies ist insofern bemerkenswert, da beim fluchtenden Rohrbündel die Verwendung von t_{diag} noch ungewöhnlicher ist.

Für eine belastbare allgemeine Aussage zur Eignung von f_{RB} bei fluchtendem Bündel sind jedoch breiter angelegte Versuche durchzuführen.

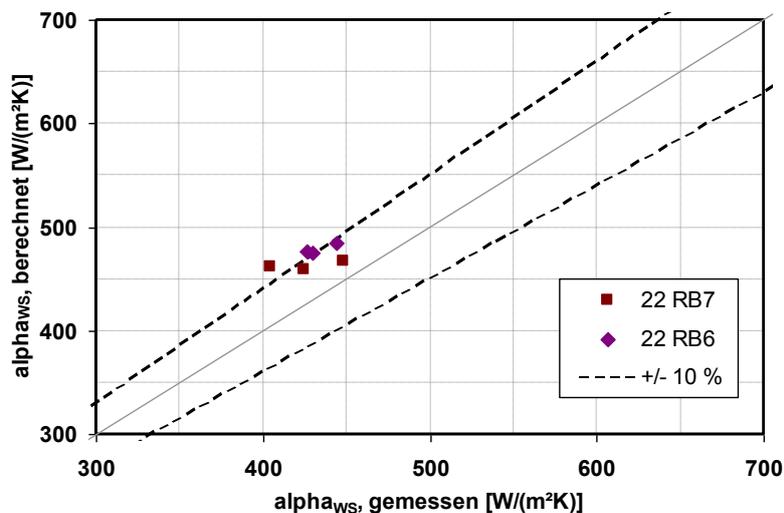


Abb. 6.16: Paritätsdiagramm Gl. (6.8) und Messwerte am 22 mm Rohrbündel mit fluchtender Anordnung; (x;y;z)-Position mittig, Messwerte aus Tabelle 6.5 am großen Kaltmodell

Insgesamt wird die selbst geforderte Genauigkeit des Modells nach Gl. (6.8) von $\pm 10\%$ gut eingehalten. Die Ausnahmen sind erklärbar und rechnerisch vermeidbar.

Ein sicherlich sinnvoller Vergleich mit Messwerten anderer Autoren ist aus folgenden Gründen nicht möglich:

- Das vorliegende Modell besitzt Gültigkeit für rein partikelkonvektiven Wärmeübergang, d.h. $d_p < 200\ \mu\text{m}$. In den meisten Vorarbeiten wurden größere Partikel im Bereich 0,5 mm bis 1,0 mm verwendet.
- das errechnete α_{WS} bezieht sich auf die Mitte eines genügend großen Rohrbündels von mindestens 39 cm Seitenlänge und ist damit für die Skalierbarkeit auf größere Anlagen geeignet. In der Literatur kamen häufig kleinere (und niedrigere) Apparate zum Einsatz, oder es wurde über die gesamte Rohrlänge (inkl. Wandeinflüsse) bilanziert.

6.3.4 Anwendung auf andere Partikeldurchmesser mittels Martin

Bei Anwendung auf größere Partikeldurchmesser ($d_p > 200\ \mu\text{m}$) überlagern sich partikel- und gaskonvektive Mechanismen. Um die Einflüsse von Rohrdurchmesser und Rohrbündelgeometrie für diesen Überlagerungsbereich abzubilden, ist das Modell nach Martin zu bevorzugen. Martin weist für $d_p < 100\ \mu\text{m}$ tatsächlich einen sehr geringen gaskonvektiven Anteil aus, so dass sich f_{RB} wie empfohlen allein auf α_{pk} beziehen lässt. Da der gaskonvektive Beitrag wie beschrieben vereinfacht ohne Rohrbündeleinfluss errechnet werden kann, ist der Übergangsbereich ($0,2\ \text{mm} < d_p < 1\ \text{mm}$) deutlich exakter abgebildet. Die Durchmesserabhängigkeit ist wiederum auf beide Anteile zu beziehen.

Da Martins Funktion $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$ wie beschrieben kritisch zu sehen ist, sollte Martin vor allem für $\alpha_{\text{WS,max}}$ -Betrachtungen verwendet werden, und zwar nach MAX-Abgleich mit Messwerten für das betreffende Gas-Feststoffsystem. Damit entfällt auch die Berücksichtigung von u_{ZR} . Unter diesen Voraussetzungen eignet sich Martin gut für die Umrechnung auf andere Partikeldurchmesser.

Damit ergibt sich folgende Anwendungsvorschrift für Martin,

$$\alpha_{\text{WS,Martin}} = C \cdot d_{\text{R}}^{-0,3} \cdot (f_{\text{RB}} \cdot \alpha_{\text{pk}} + \alpha_{\text{gk}}) + \alpha_{\text{Str}} \quad (6.14)$$

wobei die Strahlung hier durchweg zu Null gesetzt wurde. Hierdurch wird nun auch ein Vergleich von f_{RB} nach Gl. (6.9) mit anderen Messwerten möglich. Die in [94] vorgestellten Ergebnisse von horizontalen Rohrbündeln mit $d_{\text{R}} = 25\ \text{mm}$ auf gleichseitigen Dreiecken mit $1,5 < t < 6$ sind so auch in ihrer Relation untereinander gut berechenbar.

Nach der Systematik von Gl. (6.14) sind die Durchmesserabhängigkeit und f_{RB} auf alle Vorhersagemodelle zum Wärmeübergang in Wirbelschichten anzuwenden, die in ähnlicher Weise wie Martin sauber zwischen partikel- und gaskonvektiv trennen.

Für die Anwendung auf das (D)DWT-Verfahren mit Feinkorn bleibt das modifizierte Modell nach Dietz nach Gl. (6.8) erste Wahl.

6.3.5 Vergleich des Modells mit heißen (D)DWT-Versuchen

Beim Vergleich des modifizierten Dietz-Modells mit Werten aus dem realen DDWT-Versuchsbetrieb an der BTU sind – neben der Änderung der Gas-Stoffdaten auf Wasserdampf – mehrere Unsicherheitsfaktoren zu berücksichtigen:

- Die DDWT-Versuchsanlage ermöglicht die Erfassung von k -Werten durch Bilanzierung des Heizdampfcondensats. Die Umrechnung zu α_{WS} erfolgt nach Gl. (3.30) unter Annahme eines Wertes für α_{Kond} oder dessen Berechnung z.B. nach Müller, siehe Kap. 3.3.2.2.
- Die Reduktion von α_{WS} in Wandnähe kann nur grob ermittelt werden, da punktuelle Messungen wie im Kaltmodell nicht möglich sind. Da die Rohrbündel des Versuchstrockners praktisch ohne Wanddurchgänge ausgeführt sind, ist auf eine geringere Reduktion am Rand im Vergleich zu den Ergebnissen z.B. aus Abb. 6.10 zu schließen.
- Unsicherheiten resultieren auch aus effektiv anliegendem Wassergehalt, effektiver Körnung oder ggf. auftretenden Fluidisierungsstörungen.

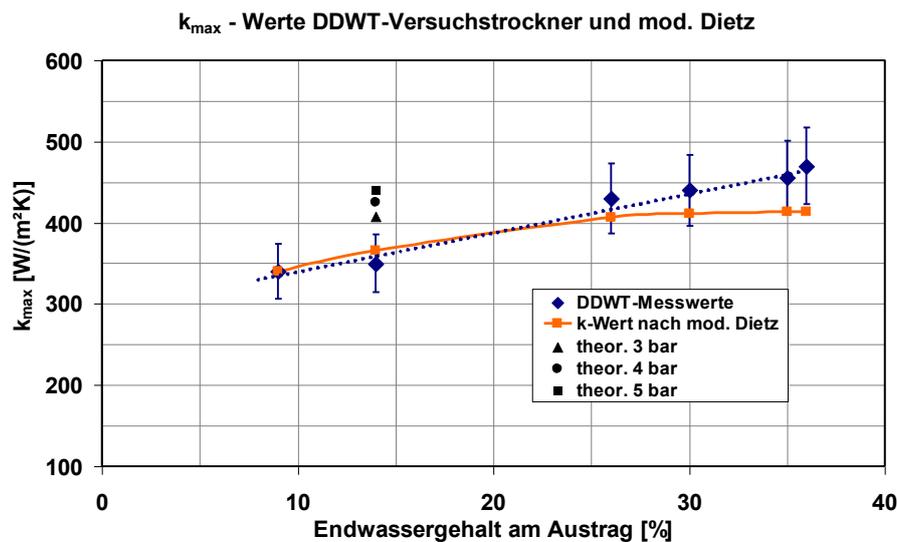


Abb. 6.17: maximale k -Werte ($\pm 10\%$) aus Abb. 5.20 und nach Gl. (6.8) berechnete Werte (Rohrbündelgeometrie des DDWT-Versuchstrockners; α_{Kond} mit $3.500 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ angenommen; $p \approx 1,3 \text{ bar abs.}$; Reduktionsfaktor für Wandinflüsse am Versuchstrockner zu $0,93$ über alles angenommen);

Man erkennt, dass insbesondere im technisch relevanten Bereich von $w < 20\%$ eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten erreicht wird.

Außerdem in Abb. 6.17 dargestellt sind die theoretischen Steigerungspotentiale nach Dietz bei Anhebung des Verfahrensdrucks im BTU-Versuchstrockner für den Beispielwassergehalt $w = 14\%$.

6.4 Ausblick auf eine optimierte Rohrbündelauslegung

Der Wärmeübergangskoeffizient α_{WS} ist als k-Wert prägende Größe nicht allein, sondern nur im Zusammenspiel mit der Temperaturdifferenz ΔT und der Heizfläche A für den Wärmefluss verantwortlich, vgl. Gl. (3.29). Die Größe ΔT ist weitgehend unabhängig von α_{WS} und A auszulegen und ergibt sich aus dem gewählten Systemdruck bzw. der dazugehörigen Sattdampf Temperatur zzgl. Überhitzung und der Kondensations-temperatur des verwendeten Heizdampfes. Ausgeführte Anlagen arbeiten bisher mit 30-45 K Differenz.

Nach Festlegung von ΔT und den weiteren Einflussgrößen auf den k-Wert nach Gl. (3.30) bestimmt das Produkt aus k und A die Übertragung der erforderlichen Wärmeleistung \dot{Q} . Den k-Wert wiederum bestimmt hauptsächlich die Größe α_{WS} .

Zur Bewertung der Auswirkungen auf das Trocknervolumen und damit auf die Baukosten ist die Rohrbündelfläche A_{RB} auf das Wirbelschicht-Behältervolumen im Bereich der Rohrbündel $V_{\text{WS,RB}}$ zu beziehen, woraus sich die Heizflächendichte mit der Einheit m^2/m^3 ergibt. Heizflächendichte und α_{WS} beeinflussen sich wiederum gegenseitig.

Eine baugrößenoptimierte, leistungsorientierte Rohrbündelgestaltung ist demnach mit dem volumenbezogenen spezifischen Wärmeübergang zu bewerten (vgl. [55]):

$$\text{MAX} \left(\alpha_{\text{WS,max}} \cdot \frac{A_{\text{RB}}}{V_{\text{WS,RB}}} \right) \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^3\text{K}} \right] \quad (6.15)$$

Nachstehende Tabelle zeigt für sämtliche untersuchten Rohrbündel die nach Gl. (6.15) relevanten Daten.

Tabelle 6.7: Übersicht über den volumenbezogenen spezifischen Wärmeübergang der untersuchten Rohrbündelgeometrien. Messungen jeweils mittig in (x;y;z)-Richtung

RB-Nr.	$\alpha_{\text{hWS,max}}$ [W/(m ² K)]	Heizflächendichte [m ² /m ³]	[kW/(m ³ K)]	
22RB1	380	71,40	27,1	
22RB2	425	41,34	17,6	
22RB3	488	24,17	11,8	
22RB4	522	17,85	9,3	
22RB5	536	10,33	5,5	
22RB6	444	35,70	15,9	
22RB7	449	47,60	21,4	
12RB1	554	83,78	46,4	
12RB2	614	41,89	25,7	
12RB3	649	32,72	21,2	
12RB4	710	21,82	15,5	
35RB1	304	58,18	17,7	
35RB2	332	40,72	13,5	
35RB3	354	34,91	12,4	
35RB4	387	27,56	10,7	

Die volumenbezogene Heizflächenleistung zeigt die Eignung der jeweiligen Rohrbündelgeometrie, einen kompakten Trockner zu konstruieren. Ausgehend von etwa $33 \text{ m}^2/\text{m}^3$ Heizflächendichte und ca. $15 \text{ kW}/(\text{m}^3\text{K})$ im BTU Versuchstrockner können nun ggf. vorzunehmende weitere Optimierungsschritte bewertet werden.

Anhand der untersuchten Geometrien kann festgehalten werden, dass auch beim kleinsten $s_{\min} \approx 9 \text{ mm}$ das reduzierte α_{WS} immer noch durch die erhöhte Heizflächendichte überkompensiert wird.

Es fällt auf, dass entgegen der Tendenz aus der Literatur die fluchtende Anordnung überraschend vorteilhaft wirkt, so dass – erst nach weiteren detaillierten Wärmeübergangsversuchen – auch diese Geometrie in auszuführenden Trocknern in Betracht gezogen werden kann, zumal sie Vorteile bei Montage und ggf. Heizflächenreinigung bietet.

Mit der dichtesten untersuchten Geometrie (12RB1) kann die Volumenleistung immerhin um rund 300 % gesteigert werden, sofern dies fertigungstechnisch ermöglicht wird. Bei der Maximierung der volumenbezogenen Heizflächenleistung gilt es jedoch noch weitere Aspekte zu beachten, welche hier nur kurz angeschnitten werden sollen:

- **Festigkeit:** Maßgeblich für die maximalen freien Rohrlängen zwischen zwei Lagern ist das Widerstandsmoment des Rohrquerschnittes (Kreisring, $W = \frac{\pi}{32} \cdot \frac{d_a^4 - d_i^4}{d_a}$). Hier erreicht z.B. das 12 mm Rohr nur rund 1/10 der Stabilität des 35 mm Rohres, bei gleicher Wandstärke.
- **Durchmischung:** durch zunehmende Heizflächendichte nehmen die axiale Partikelgeschwindigkeit und damit die Rührkesselwirkung der Wirbelschicht immer weiter ab. Die Charakteristik der Wirbelschicht verlagert sich mehr und mehr in Richtung Rohrreaktor, mit der Folge schlechterer Einmischung feucht eingetragener Rohkohle von oben. Dies begünstigt Agglomerationsbildung im oberen Bereich der Wirbelschicht.
- **Anfälligkeit gegenüber Störkörpern in der Wirbelschicht:** Die engsten freien Rohrabstände in horizontaler bzw. diagonaler Richtung stellen ein Sieb für alle Arten von Fremdkörpern, gebildeten Agglomeraten oder auch (Xylit-)Fasern dar. Je enger dieses Sieb ausgebildet ist, desto häufiger können Verstopfungen auftreten, welche zugleich schlechter zu entfernen sind, insbesondere bei versetzter Anordnung.

- **Sinnvoller Geschwindigkeitsbereich:** Je nach Systemdruck existiert über die Wirbelschichthöhe ein mehr oder weniger großer Bereich von gleichzeitig anliegenden Leerrohrgeschwindigkeiten. Es zeigte sich im Rahmen der Versuche, dass α_{WS} bei sehr dichten Rohrbündeln nach Überschreiten von u_{opt} etwas schneller abfällt als bei solchen mit größerer Teilung. Dies liegt vor allem an der deutlich höheren Zwischenrohrgeschwindigkeit u_{ZR} . Olsson [100] erwähnt, dass insbesondere bei höheren Drücken in Verbindung mit dichtem Rohrbündel der Wert α_{WS} mit steigendem u_0 schneller abnimmt.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das – in dieser Untersuchung durch Reduzierung der Rohrteilung noch nicht erreichte – Maximum des volumenbezogenen Wärmeübergangs nicht den Engpass für die Auslegung des Rohrbündels darstellt, sondern andere konstruktive und strömungstechnische Aspekte.

Eine naheliegende Möglichkeit zur Trockneroptimierung sind unterschiedliche Heizflächendichten, d.h. platzierte vertikale Teilzonen mit höherer vertikaler Durchmischung neben dem eigentlichen, eher dichten Rohrbündel, zur Vermeidung der ungenügenden Einmischung. Hierzu sind weitergehende Untersuchungen sinnvoll.

Im Zuge des anstehenden Scale-up hin zu großtechnischen Anlagen werden diese Faktoren gegeneinander abgewogen werden müssen. Durch die dabei spezifisch abnehmenden Randeinflüsse werden über den gesamten Querschnitt tendenziell höhere k-Werte erwartet.

7 Zusammenfassung, Forschungsbedarf und Ausblick

In dieser Arbeit wird das Phänomen des Wärmeübergangs in Wirbelschichten behandelt, welche mit horizontalen Heizflächen aus Einzelrohren und insbesondere aus großtechnisch interessanten Rohrbündeln bestückt sind. Die zugrunde liegende Anwendung ist die (Druckaufgeladene) Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohle, welche bereits auf eine staubbrennertaugliche Körnung von 0-2 mm (hier: $d_{32} < 85 \mu\text{m}$) aufgemahlen ist, so dass der dominierende Wärmeübergangsmechanismus der Wärmetransport durch Partikelkonvektion ist.

Innerhalb eines Vergleichs der infrage kommenden Trocknungsverfahren für Braunkohlen erfolgt die verfahrenstechnische und energetische Einordnung der (D)DWT. Der dargestellte Stand des Wissens zu den Wärmeübergangsphänomenen offenbart größere Widersprüche oder Lücken bezüglich des Einflusses des Einzelrohrdurchmessers, insbesondere aber im Hinblick auf die Möglichkeiten, den Einfluss einer kompletten Rohrbündelgeometrie vorauszuberechnen. Diese ist klassischerweise definiert durch Rohrdurchmesser sowie horizontale und vertikale Rohrteilung, wobei die wenigen existierenden Rechenvorschriften unbefriedigende Ergebnisse aufweisen. Hinzu kommt die Betrachtung sicherer oder möglicher weiterer Einflüsse aus Körnungsband, Gasverteiler, Beheizung der Nachbarrohre und der Anwesenheit und Verdampfung des Kohlewassers.

Es folgt ein ausführlicher Überblick über die Vorgänge bei der Braunkohletrocknung allgemein und speziell in Wirbelschichten. Die Einzelkomponenten des Wärmedurchgangskoeffizienten vom dampfbeheizten Wärmetauscherrohr in die Wirbelschicht werden erläutert und die Rohrlänge nach der Theorie von Müller [92] optimiert.

Als Basis für den Schwerpunkt der Arbeit, den äußeren Wärmeübergang vom Heizrohr in die Wirbelschicht, dienen die weit entwickelten Theorien nach Martin [79] und Molerus/Dietz [26]. Diese werden erläutert, auf ihre Vorhersagegüte im (D)DWT-Verfahren geprüft und um die fehlenden Einflussgrößen erweitert. Dabei erweist sich die Verwendung des Martindurchmessers [77] als sinnvoll zur Beschreibung der stark polydispersen Einsatzkohlen. Durch die zusätzliche Einführung des 40- μm -Kriteriums wird ein gut anwendbarer Vergleichsmaßstab für unterschiedliche Feinkornkohlen geschaffen, welche nach bisherigen Durchmesserklassifizierungen unerklärliche Unterschiede im Wärmeübergang ergeben hatten.

Die Abhängigkeit vom Rohrdurchmesser wird in einem sehr großen Wertebereich von 12 bis 200 mm experimentell überprüft und in die Theorien implementiert. Mithilfe von Literaturwerten erfolgt eine erweiterte Betrachtung für $50 \mu\text{m} \leq d_r \leq 200 \text{ mm}$.

Die ausführlichen Untersuchungen zur Rohrbündelgeometrie insbesondere versetzt angeordneter horizontaler Rohrbündel führen zur Herleitung des Rohrbündelfaktors f_{RB} auf Basis dimensionsloser geometrischer Verhältnisgrößen. Dieser ermöglicht im Betrachtungsbereich präzise Vorhersagen der Reduktion von α_{WS} im Vergleich zum Einzelrohr, bei untersuchten Rohrdurchmessern von 12 bis 35 mm und Rohrteilungen von 1,5 bis 4,0. Einflussgrößen auf f_{RB} sind vor allem die horizontale und die diagonale Rohrteilung sowie der engste freie Rohrabstand s_{min} . Im Rahmen der Messungen wird auch auf die erheblichen Randeinflüsse auf α_{WS} eingegangen.

Die vorgenommene Modifikation des Modells nach Dietz ermöglicht nun dessen Anwendung auf den technisch relevanten Bereich von (D)DWT-Rohrbündeln mit Feinkorn. Martin eignet sich für eine Modifikation von $\alpha_{\text{WS,max}}$ auch für beliebige andere Partikeldurchmesser, jedoch nicht im Verlauf $\alpha_{\text{WS}} = f(u_0)$.

Mithilfe der gewonnenen Erkenntnisse erfolgt abschließend eine Bewertung der Rohrbündel anhand des volumenbezogenen Wärmeübergangskoeffizienten. Diese Größe bewertet die Wärmeleistung eines Rohrbündels mit bestimmtem Volumen, wobei noch weitere konstruktive und verfahrenstechnische Aspekte bei der Gestaltung eines optimierten Rohrbündels zu beachten sind. Insgesamt stehen somit ausführliche und relativ präzise Auslegungsgrundlagen für den Entwurf von Rohrbündelwärmetauschern – nicht nur für das (D)DWT-Verfahren – zur Verfügung.

Die Verwendung von Rohrbündeln als Wärmetauscher verringert α_{WS} durch Reduzierung der Partikelaustauschfrequenz, ausgelöst u. a. durch reduzierte Blasenanstiegsgeschwindigkeit. Damit geht auch eine Verringerung der Feststoffdurchmischung einher, was beim (D)DWT-Verfahren zu Nachteilen bei der notwendigen Einmischung feuchter Rohrkohle führen kann.

Zur Erzielung der wünschenswerten Kombination von möglichst dichtem Rohrbündel und ausreichend schneller Einmischung besteht weiterer Forschungsbedarf. Erreicht werden kann dies z.B. durch die gezielte Erhöhung der Blasen- und damit der vertikalen Feststoffgeschwindigkeit in relevanten Teilzonen der Wirbelschicht.

Bei der atmosphärischen DWT werden deutlich höhere Leerrohrgeschwindigkeiten u_0 bis 0,9 m/s erreicht. Durch verstärkten Austrag α_{WS} -relevanter Feinstanteile oder zumindest deren Verlagerung aus der Rohrbündelzone heraus (durch hohe u_{ZR}) ist es in

diesem Geschwindigkeitsbereich noch schwieriger, verlässliche und reproduzierbare Versuchsbedingungen herzustellen. Zur Verbesserung der Auslegungsgrundlagen in diesem Bereich sind entsprechende Messungen wünschenswert, jedoch nur unter der Voraussetzung von klar definierten und reproduzierbaren Bedingungen für Staubaustrag und ggf. dessen Rückführung.

Um die Allgemeingültigkeit von f_{RB} zu verbessern, sind zudem vertiefende Untersuchungen im gaskonvektiven Bereich sinnvoll. Dadurch wäre es möglich, die bisher nur näherungsweise gegebene Gültigkeit im Übergangsbereich partikel-/gaskonvektiv im Bereich $d_p \geq 200 \mu\text{m}$ zu verifizieren oder zu präzisieren.

Die Ergebnisse sind im Wesentlichen auch allgemein auf andere Gas-Feststoffsysteme anwendbar, z.B. zur optimierten Wärmetauscherlegung für Feinkorn-Anwendungen außerhalb des (D)DWT-Verfahrens.

Literaturverzeichnis

- [1] Andeen, B. R.; Glicksman, L.R.: Heat transfer to horizontal tubes in shallow fluidized beds, Proceedings of ASME-AIChE Heat Transfer Conference, St. Louis, MO, Paper No. 76-HT-67 (1976)
- [2] Avidan, A. A.; King, D. F.; Knowlton, T. M.; Pell, M.: Fluidization, Kirk-Othmer, Encyclopedia of Chemical Technology (2000)
- [3] Baehr, H. D.; Stephan K.: Wärme- und Stoffübertragung, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1998)
- [4] Baskakov, A.P. et al.: Heat transfer to objects immersed in fluidized beds, Powder Technology, 8 (1973), S. 273-282
- [5] Baunack, F.: Die Trocknung der Braunkohle in Dampfrohrentrocknern und deren Leistung, Dissertation, Freiburger Forschungshefte A 47, Akademie-Verlag, Berlin (1956)
- [6] Baunack, F.; Rammler, E.: Einige Bemerkungen über Veränderungen der Braunkohle bei der Trocknung, Freiburger Forschungshefte, A 52 (1956)
- [7] Berger, S. et al.: Mechanisch-thermische Entwässerung von Braunkohle, VGB Kraftwerkstechnik, 1 (1999), S. 40-45
- [8] BMWi, BMU, Energieversorgung für Deutschland – Statusbericht für den Energiegipfel am 3. April 2006, Berlin (2006)
- [9] Bock, H.-J.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Einfluss der lokalen Hydrodynamik auf den lokalen Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1980)
- [10] Bock, H.-J.; Molerus, O.: Wärmeübertragung in Gas/Feststoff-Wirbelschichten, Chem.-Ing.-Tech. 54, Nr. 9 (1982), S. 838-839
- [11] Bock, H.-J.; Schweinzer, J.: Wärmeübertragung an horizontale Einbauten in Gas/Feststoff-Druckwirbelschichten, Chem.-Ing.-Tech. 57, Nr. 5 (1985), S. 486-487
- [12] Böcker, D. et al.: Verfahren zur Trocknung und Mahlung von Braunkohle, BWK, Bd. 44, Nr. 7/8 (1992)
- [13] Böckh, P. v.: Wärmeübertragung - Grundlagen und Praxis, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2004)
- [14] Botterill, J. S. M.; Hawkes, G. D.: The Influence of a substantial Fines Component on Bed-To-Tube Heat Transfer, in: Grace, J. R. (Hrsg.); Fluidization VI, Proceedings of the international Conference on Fluidization, Banff / New York (1989)
- [15] Botterill, J.S.M. et al.: Factors Affecting Heat Transfer Between Gas-Fluidized Beds and Immersed Surfaces, Powder Technology, 39 (1984), S. 177-189
- [16] Brandt, H.: Beiträge zur Trocknung von Braunkohlen in der Wirbelschicht“, Dissertation, Bergakademie Freiberg (1966)
- [17] Braunkohle in Deutschland 2009 – Profil eines Industriezweiges, Studie des Bundesverband Braunkohle (DEBRIV), Stand 15.03.2009, www.braunkohle.de
- [18] Brown, R.C. et al.: Microencapsulated phase-change materials as heat transfer media in gas-fluidized beds, Powder Technology, 98 (1998), S. 217-222

- [19] Burschka, C.: Wandnahe Partikelbewegung und Wärmeübergang in Gas-Feststoff-Wirbelschichten, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, VDI-Fortschrittsbericht 244, Reihe 7 (1994)
- [20] Buschsieweke, F.: Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohle, Dissertation, Universität Stuttgart (2006)
- [21] Cerbe, G.; Wilhelms, G.: Technische Thermodynamik, 15. Auflage, Carl Hanser Verlag, München (2008)
- [22] Chekansky, V.V. et al.: Heat Transfer from a Fluidized Bed to a Narrow Pitch Staggered Bundle of Horizontal Tubes, Trudy SKB-3, Minavtoprom SSSR, Vyp. 4, ONTI, Minsk (1970), S. 143-152
- [23] Dahlhoff, B.; Brachel, H. v.: Wärmeübergang an horizontal in einem Fluidatbett angeordneten Rohrbündeln, Chem.-Ing.-Tech., 40. Jahrgang, Heft 8 (1968), S. 372 – 376
- [24] Demmich, J.: Untersuchungen zum Feststoffaustrag aus Wirbelschichten, Dissertation, TU Braunschweig (1986)
- [25] Die Trocknung und Entwässerung von Braunkohle nach dem heutigen Stand der Erkenntnis, Bericht E1 des Reichskohlenrates, Verlag von Julius Springer, Berlin (1936)
- [26] Dietz, S.: Wärmeübergang in blasenbildenden Wirbelschichten, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1994)
- [27] DIN 66 145, Darstellung von Korn-(Teilchen-)größenverteilungen – RRSB-Netz (1976)
- [28] Effenberger, D.: Theoretische und praktische Untersuchungen zur Trocknung von Braunkohle, Dissertation, TU Dresden (1989)
- [29] Effenberger, H.: Dampferzeuger, Springer-Verlag (2000)
- [30] Elsen, R. O. et al.: Piltottrocknungsanlage Niederaußem – Technische Vorbereitung von BoA-Plus, VDI Berichte Nr. 1495, Entwicklungslinien in der Energie- und Kraftwerkstechnik, VDI Verlag, Düsseldorf (1999)
- [31] Energierohstoffe 2009, Studie der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Stand 18.06.2009, www.bgr.bund.de
- [32] Entwicklungsstand und Perspektiven von CCS-Technologien in Deutschland, Gemeinsamer Bericht des BMWi, BMU und BMBF für die Bundesregierung, Stand 19. September 2007, www.bmwi.de
- [33] Ergun, S.: Fluid flow through packed columns, Chemical Engineering Progress 48 (1952), S. 89-94
- [34] Evans, D. G.: The brown coal/ water system, Part 4, Shrinkage on drying, Fuel 52 (1973), S. 186-190
- [35] Ewers, J. et al.: Die Entwicklung der Vortrocknung und der BoA-Plus-Technik, VGB-Konferenz „Kraftwerke im Wettbewerb – Technik, Betrieb, Umwelt“, Köln, 19. bis 20. März 2003
- [36] Fohl, J. et al.: Entfernen von Wasser aus der Braunkohle, Teil 1 – Grundlagen und Trocknungsverfahren, Braunkohle 39/3 (1987), S. 46-57
- [37] Fohl, J. et al.: Entfernen von Wasser aus der Braunkohle, Teil 2 – Thermische Entwässerungsverfahren, Braunkohle 39/4 (1987), S. 78-87
- [38] Fritz, W.: Allgemeiner Überblick über das Verhalten der Wärme- und Temperaturleitfähigkeit von Kohle, Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens 14/1 (1943), S. 1-10

- [39] Fritz, W.: Wärmeübergang zwischen Wärmeaustauschflächen und Fließbetten verschiedener geometrischer Formen, Chem.-Ing.-Tech. 41, Nr. 7 (1969), S. 435-442
- [40] Gel'perin, N.I. et al.: Hydraulische und wärmetechnische Eigenschaften eines Fließbettes mit waagerechten Rohrbündeln, Chimičeskoe i neftjanoe mašinostroenie, 3 (1968), S. 17 – 20
- [41] Gel'perin, N.I. et al.: Heat transfer between a fluidized bed and staggered bundles of horizontal tubes, Int. Chem. Eng., Vol. 9, No. 1 (1969), S. 137-142
- [42] Geldart, D.: Types of Gas Fluidization, Powder Technology, 7, Elsevier, Lausanne (1973), S. 285-292
- [43] Gmehling, J.; Brehm, A.: Grundoperationen, Lehrbuch der Technischen Chemie Band 2, WILEY-VCH, Weinheim (2001)
- [44] Grewal, N.S.; Saxena, S.C.: Experimental Studies of Heat Transfer between a Bundle of Horizontal Tubes and a Gas-Solid Fluidized Bed of Small Particles, Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., Vol. 22 (1983), S. 367-376
- [45] Grewal, N.S.; Saxena, S.C.: Heat transfer between a horizontal tube and a gas-solid fluidized-bed, Int. J. Heat and Mass Transfer, 23 (1980), S. 1505-1519
- [46] Groenewold, H.: Wirbelschichttrocknung mit indirekter Beheizung, Dissertation, Universität Magdeburg (2004)
- [47] Hilligardt, K.; Werther, J.: Zum Einfluss von Wärmeaustauscher-Einbauten auf die Strömungsmechanik von Gas/Feststoff-Wirbelschichten, Chem.-Ing.-Tech. 59, Nr. 7 (1987), S. 596-597
- [48] Höhne, O.: Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf die Trocknung von Braunkohle in Wasserdampf, Dissertation, BTU Cottbus (2012)
- [49] Höhne, O.; Lechner, S.; Schreiber, M.; Krautz, H.J.: Drying of Lignite in a Pressurized Steam Fluidized Bed - Theory and Experiments, Drying Technology, Volume 28, Issue 1 (2010), S. 5-19, ISSN: 0737-3937
- [50] Höhne, O.; Martin, J.S.: Forschungsverbundvorhaben "Entwicklung eines Braunkohlekraftwerkskonzeptes mit integrierter druckaufgeladener Dampfwirbelschichttrocknung und Brennstoffzelle": Abschlußbericht Teilprojekt BTU Cottbus; Laufzeit des Vorhabens: 01.01.2002 - 30.06.2006, TIB Hannover, 2007
- [51] Incropera, F. P. et al.: Fundamentals of Heat and Mass Transfer, Sixth Edition, John Wiley & Sons (2007)
- [52] Kakaras, E. et al.: Concept study for a 700 °C power plant: using poor quality brown coal with ultra supercritical PF boiler, Final Report, National Technical University of Athens, Laboratory of Steam Boilers and Thermal Plants, Athens, October 2006
- [53] Kegel, K.; Matschak, H.: Die Wärmeleitfähigkeit von Braunkohle in Abhängigkeit vom Wassergehalt, Feuerungstechnik, 25/7 (1937), S. 213-217
- [54] Klose, E. et al.: Brennstofftechnische Arbeitsmappe; Hrsg.: Bergakademie Freiberg, Sektion Verfahrens- und Silikatechnik; in: Energietechnik, 1986 ff.; Übersicht in Heft 3, 38. Jg., März (1988)
- [55] Klutz, H. J.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Entwicklung eines Wirbelschichttrockners für Braunkohle, Dissertation, TU Hamburg-Harburg (2008)
- [56] Klutz, H.-J. et al.: Das WTA-Verfahren als Vortrocknungsstufe für moderne Kraftwerkskonzepte aus Basis Braunkohle, VGB Kraftwerkstechnik 76, Heft 3 (1996), S. 224-229

- [57] Klutz, H.-J. et al.: Die Rheinbraun-WTA-Trocknungstechnik – Entwicklung und erste Betriebsergebnisse der WTA-Demonstrationsanlage, Braunkohle, 6 (1994), S. 4-11
- [58] Klutz, H.-J. et al.: Stand der Entwicklung der Wirbelschicht-Trocknung mit interner Abwärmenutzung (WTA) für Braunkohle bei der RWE Power AG, in: Beckmann, M., Hurtado, A. (Hrsg.); Kraftwerkstechnik 2, 42. Kraftwerkstechnisches Kolloquium Dresden 2010, Tagungsband, ISBN 978-3-935317-53-3, TK Verlag, Neuruppin (2010), S. 419-426
- [59] Klutz, H.-J. et al.: WTA-Feinkorntrocknung, Baustein für die Braunkohlekraftwerke der Zukunft, VGB PowerTech, Heft 11 (2006), S. 57-61
- [60] Klutz, H.-J.; Ewers, J.: Entwicklung der WTA-Feinkorntrocknung, VDI Berichte Nr. 1495, Entwicklungslinien in der Energie- und Kraftwerkstechnik, VDI Verlag, Düsseldorf (1999)
- [61] Klutz, H.-J.; Holzenkamp, M.: Verfahren und Anlagen zur Braunkohletrocknung, VDI-Berichte Nr. 1280, VDI Verlag, Düsseldorf (1996)
- [62] Knauth, B.; Kohl, M.: Entwicklung und Stand der Trocknungstechnik bei der Braunkohlenbrikettierung, Freiburger Forschungshefte, A 423, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig (1968)
- [63] Krautz, H.J. et al: Konzeptentwicklung für eine großtechnische Versuchsanlage zur druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen: Forschungsverbundvorhaben; Förderkennzeichen BMBF 0327753F; Schlussbericht / BTU Cottbus - Lehrstuhl Kraftwerkstechnik, TIB Hannover (2011)
- [64] Krischer, O.; Kast W.: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik, Trocknungstechnik Erster Band, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg (1992)
- [65] Kröll, K.: Trockner und Trocknungsverfahren, Trocknungstechnik Zweiter Band, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg (1978)
- [66] Kröll, K.; Kast, W.: Trocknen und Trockner in der Produktion, Trocknungstechnik Dritter Band, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg (1989)
- [67] Krug, H.; Naundorf, W. (Hrsg.): Autorenkollektiv, Braunkohlenbrikettierung – Grundlagen und Verfahrenstechnik, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig (1984)
- [68] Kunii, D.; Levenspiel, O.: Fluidization Engineering, Second Edition, Butterworth-Heinemann (1991)
- [69] Lambertz, J.; Ewers, J.: Clean Coal Power – Die Antwort der Kraftwerkstechnik auf die Herausforderungen der Klimavorsorge, VGB PowerTech, Heft 5 (2006), S. 72-77
- [70] Lechner, S. et al.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT) von Braunkohlen: Bauliche Verfahrensoptimierungen an der BTU-Versuchsanlage und Ergebnisse, in: Beckmann, Hurtado (Hrsg.) Kraftwerkstechnik, Tagungsband 41. Kraftwerkstechnisches Kolloquium Dresden, TK Verlag, Neuruppin (2009)
- [71] Lese, H.K.: Ph.D. Thesis, University of Kentucky, Lexington (1969)
- [72] Lese, H.K.; Kermod, R.I.: Can. J. Chem. Eng. 50, (1972), S. 44
- [73] Liebisch, G.: Selbstentzündungsneigung unterschiedlich getrockneter Braunkohle, Neue Bergbautechnik, 15/3 (1985), S. 110-112
- [74] Löffler, F.; Raasch, J.: Grundlagen der Mechanischen Verfahrenstechnik, Vieweg Verlag, Wiesbaden (1992)
- [75] Macchi, A., et al.: An investigation of heat transfer from a vertical tube in a spouted bed, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 77 (1999), S. 45-53

- [76] Martin, H.: Wärme- und Stoffübertragung in der Wirbelschicht, Chem.-Ing.-Tech. 52, Nr. 3 (1980), S. 199-209
- [77] Martin, H.: Über die Mechanismen der Wärmeübertragung zwischen Gas/Feststoff-Wirbelschichten und festen Wänden, Chem.-Ing.-Tech. 54, Nr. 2 (1982), S. 156-157
- [78] Martin, H.: Wärmeübertragung an Gas/Feststoff-Wirbelschichten; Chem.-Ing.-Tech. 56, Nr. 3 (1984), S. 225-227
- [79] Martin, H.: Wärmeübergang in Wirbelschichten VDI-Wärmeatlas, Kap. Mf, 10. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2006)
- [80] Martin, J. S.; Höhne, O.; Krautz, H. J.; Mandel, H.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen - Inbetriebnahme und erste Untersuchungsergebnisse am Versuchstrockner der BTU Cottbus. 36. Kraftwerkstechnisches Kolloquium "Entwicklungspotentiale für Kraftwerke mit fossilen Brennstoffen", Tagungsband, Dresden, Oktober 2004
- [81] Martin, J. S. et al.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung (DDWT) von Braunkohlen: Von den Betriebsergebnissen des Versuchstrockners (0,5 t/h) zur Konzeptentwicklung der Großtechnischen Versuchsanlage (GTVA, 70 t/h), 39. Kraftwerkstechnisches Kolloquium "Verfahren und Anlagen der Hochtemperatur-Energietechnik: Stand und Perspektiven", Tagungsband, Dresden, Oktober 2007
- [82] May, M.: Erkenntnisse zum Transport und zur Lagerung von Kohlenstaub, Neue Bergbautechnik, 20/5 (1990), S. 184-186
- [83] Merzsch, M.: Theoretische und experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs in einer Wirbelschicht, Diplomarbeit, HTWK Leipzig, betreut durch Lehrstuhl Kraftwerkstechnik, BTU Cottbus (2009)
- [84] Michel, W.: Wirbelschichttechnik in der Energiewirtschaft, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig (1992)
- [85] Moawed, M. A. et al.: Heat Transfer between Fluidized Bed and Horizontal Bundle of Tubes in a Vertical Channel, Int. Journal of Chemical Reactor Engineering, Vol. 8 (2010), Article A105
- [86] Molerus, O.: Heat transfer in gas fluidized beds Part I/II, Powd. Tech. 70 (1992), S. 1-14/15-20
- [87] Molerus O.: Arguments on heat transfer in gas fluidized beds, Chem. Eng. Sci. 48 (1992), S. 761-770
- [88] Molerus, O.: Strukturanalyse als Werkzeug zur Erarbeitung von Kenntnissen über das Verhalten disperser Systeme, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 3 Nr. 556, VDI-Verlag, Düsseldorf (1998)
- [89] Molerus, O.; Wirth, K.-E.: Heat Transfer in Fluidized Beds, Chapman & Hall (1997)
- [90] Mollekopf, N.; Martin, H.: Zur Theorie des Wärmeübergangs an bewegten Kugelschüttungen bei kurzfristigen Kontakt, Verfahrenstechnik 16, Nr. 3 (1982), S. 701-706
- [91] Moser, C.; Klutz, H.-J.; Ewers, J.; Berger, S.; Menge, F.-J.: Braunkohletrocknung, Köln: Konzeptstudie, Rheinbraun AG 1998/ 99
- [92] Müller, J.: Filmkondensation reiner Dämpfe, VDI-Wärmeatlas, Kap. Ja, 10. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2006)
- [93] Natusch, H.-J. et al.: Lokale Wärmeübergangszahlen für ein Einzelrohr und für Rohrbündel verschiedener Anordnung in Wirbelschichten, Schlussbericht, GVT-Bericht 1975-8, Forschungs-Gesellschaft Verfahrenstechnik e.V. (GVT) (1975)

- [94] Natusch, H.-J.; Neukirchen, B.: Lokale Wärmeübergangszahlen für ein Einzelrohr und für Rohrbündel verschiedener Anordnung in Wirbelschichten, GVT-Bericht 1971-18, Forschungs-Gesellschaft Verfahrenstechnik e.V. (GVT) (1971)
- [95] Natusch, H.-J.; Neukirchen, B.: Lokale Wärmeübergangszahlen für ein Einzelrohr und für Rohrbündel verschiedener Anordnung in Wirbelschichten, GVT-Bericht 1972-27, Forschungs-Gesellschaft Verfahrenstechnik e.V. (GVT) (1972)
- [96] Natusch, H.-J.; Neukirchen, B.: Lokale Wärmeübergangszahlen für ein Einzelrohr und für Rohrbündel verschiedener Anordnung in Wirbelschichten, GVT-Bericht 1974-7, Forschungs-Gesellschaft Verfahrenstechnik e.V. (GVT) (1974)
- [97] Neukirchen, B.; Blenke, H.: Gestaltung horizontaler Rohrbündel in Gas-Wirbelschichtreaktoren nach wärmetechnischen Gesichtspunkten, Chem.-Ing.-Tech. 45, Nr. 5 (1973), S. 307-312
- [98] Noack, R.: Beitrag zum Wärmeübergang an horizontalen Rohren in Wirbelschichten, Dissertation, Universität Stuttgart (1970)
- [99] Noack, R.: Lokaler Wärmeübergang an horizontalen Rohren in Wirbelschichten, Chem.-Ing.-Tech. 42, Nr. 6 (1970), S. 371-376
- [100] Olsson, S. E.; Almstedt, A. E.: Local instantaneous and time-averaged heat transfer in a pressurized fluidized bed with horizontal tubes: Influence of pressure, fluidization velocity and tube-bank geometry; Chemical Engineering Science 50, No. 20 (1995), S. 3231-3245
- [101] Pachauri, R.K.; Reisinger, A. (Hrsg.): Climate Change 2007: Synthesis Report, Contribution of Working Groups I, II and III to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC, Genf, Schweiz
- [102] Pell, M.: Gas fluidization, Handbook of Powder Technology, Volume 8, Elsevier, Amsterdam (1990)
- [103] Petrie, J.C. et al.: In-Bed Heat Exchangers, Chemical Engineering Progress 64, No. 67 (1968), S. 45-51
- [104] Potter, O. E.: Verfahren und Vorrichtung zum Trocknen eines festen Materials, Patentschrift 142 085, Amt für Erfindungs- und Patentwesen, Deutsche Demokratische Republik (1979)
- [105] Prins, W.: Heat Transfer from an Immersed Fixed Silver Sphere to a Gas Fluidized Bed of very Small Particles, in: Grace, J. R. (Hrsg.), Fluidization VI, Proceedings of the international Conference on Fluidization, Banff / New York (1989)
- [106] Reh, L.: Wirbelschichtreaktoren für nichtkatalytische Reaktionen, Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie, Band 3, 4. Auflage, Verlag Chemie, Weinheim (1973), S. 433-460
- [107] Reserven, Ressourcen und Verfügbarkeit von Energierohstoffen 2011, Kurzstudie der Deutschen Rohstoffagentur, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Stand 21.02.2012, www.bgr.bund.de
- [108] Rode, H.: Entwicklungslinien der Braunkohlekraftwerkstechnik, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2004)
- [109] Rozgonyi, T. G.; Szigeti, L. Z.: Upgrading of high moisture content lignite, International Journal of Mining Engineering, 2 (1984), S. 157-169
- [110] Samson, T.: Heat Transfer to Objects in Fluidized Beds, in: Angelino, H., et al. (Hrsg.) La Fluidization et ses Applications, Proceedings of the International Symposium, Toulouse (1973)

- [111] Saxena, S.C. et al.: Heat Transfer between a Gas Fluidized Bed and Immersed Tubes, in: Irvine, T.F., Hartnett J.P. (Editors), *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, Volume 14 (1978)
- [112] Schäfer, H.-G.; Opdenwinkel, H.: Über die Ermittlung der Bindungsenthalpie aus den Desorptionsisothermen einer rheinischen Braunkohle im Bereich höherer Temperaturen, *Chemiker-Zeitung* 109/5 (1985), S. 171-176
- [113] Schlünder, E. U.: Wärmeübergang an bewegten Kugelschüttungen bei kurzfristigem Kontakt, *Chem.-Ing.-Tech.* 43, Nr.11 (1971), S. 651-654
- [114] Schlünder, E. U.: Der Wärmeübergang an ruhende, bewegte und durchwirbelte Schüttschichten, *Verfahrenstechnik* 14, Nr. 7/8 (1980), S. 459-468
- [115] Schmalfeld, J.; Twigger, C.: Erfahrungen mit dem Betrieb der Dampf-Wirbelschicht-Trocknungsanlage Loy Yang Australien, *VDI Berichte* Nr. 1280, VDI Verlag, Düsseldorf (1996)
- [116] Schreiber, M.; Asegehegn, T. A.; Krautz, H. J.: Untersuchung des Einflusses von dicht gepackten Tauchheizflächen auf die Eigenschaften von Wirbelschichten mit numerischer Strömungssimulation, in: Beckmann, M., Hurtado, A. (Hrsg.); *Kraftwerkstechnik* 2, 42. Kraftwerkstechnisches Kolloquium Dresden 2010, Tagungsband, ISBN 978-3-935317-53-3, TK Verlag, Neuruppin (2010) S. 679-690
- [117] Schreiber, M.; Asegehegn, T. A.; Krautz, H. J.: Numerical and Experimental Investigation of Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds with Dense Immersed Tube Bundles; *Ind. Eng. Chem. Res.*, 50 (12) (2011), S. 7653-7666
- [118] Schulze, D.: *Pulver und Schüttgüter – Fließeigenschaften und Handhabung*, 2. Auflage, Springer-Verlag (2009)
- [119] Schweinzer, J.: *Druckverlust in und gaskonvektiver Wärmeübergang an Festbetten und Wirbelschichten*, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1987)
- [120] Stieß, M.: *Mechanische Verfahrenstechnik – Partikeltechnologie I*, 3. Auflage, Springer-Verlag (2009)
- [121] Tamarin, A. I. et al.: *Heat Transfer Soviet Res.*, 8(5) (1976), S. 51
- [122] Turton, R.; Colakyan, M.; Levenspiel, O.: *Heat Transfer From Fluidized Beds To Immersed Fine Wires*, *Powder Technology*, 53 (1987), S. 195-203
- [123] VE Kombinat Braunkohlenkraftwerke, ORGREB-Institut für Kraftwerke: *Auslegungshandbuch für das Dampfwirbelschichttrocknungs-(DWT)-Verfahren* (1989)
- [124] Vreedenberg, H.A.: *Heat Transfer between a fluidized bed and a horizontal tube*, *Chem. Eng. Sci.*, 9 (1958), S. 52-60
- [125] Wahl, T.; Franke, B.: *Zum Wärmeverbrauch bei der Braunkohlentrocknung*, *Braunkohle*, 7 (1990), S. 30-34
- [126] Werther, J.: *Strömungsmechanische Grundlagen der Wirbelschichttechnik*, *Chem.-Ing.-Tech.* 49, Nr. 3 (1977), S. 193-202
- [127] Werther, J.: *Zur Problematik der Maßstabsvergrößerung von Wirbelschichtreaktoren*, *Chem.-Ing.-Tech.* 49, Nr. 10 (1977), S. 777-785
- [128] Winkler, F.: *Wirbelschicht-Kohlevergasungsreaktor*, *Deutsches Reichspatent* 437 970 (1922)
- [129] Wirth, K.-E.: *Strömungszustände und Druckverlust in Wirbelschichten*, *VDI-Wärmeatlas*, Kap. Lcb, 10. Auflage, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2006)

- [130] Wolf, B. et al.: Erste Ergebnisse und weitere Aufgaben bei der Anwendung der Dampfwirbelschichttrocknung im VEB Braunkohlenwerk Borna, Neue Bergbautechnik, Heft 2, 18. Jg. (1988), S. 61-66
- [131] Wunder, R.: Wärmeübergang an vertikalen Wärmetauscherflächen in Gaswirbelschichten, Dissertation, TU München (1980)
- [132] Zabinski, H. et al.: Die neue Dampfwirbelschichttrocknungsanlage im VEB Braunkohlenwerk Borna und bisherige Ergebnisse bei der Trocknung von Braunkohle, Braunkohle, Heft 7 (1990), S. 26-30
- [133] Zeitschrift Innovation & Energie, Ausgabe 2/2009, Energieagentur.NRW (2009)

Anhang

Anhang A1

Der Anhang A1 enthält Erläuterungen zu den Siebanalysen der Kohlen allgemein und bei der Erstellung des 40- μm -Kriteriums zur Vergleichbarkeit des Wärmeübergangsverhaltens von Feinkornkohlen in Kap. 5.1.3:

Zur Beschreibung der Korngrößenverteilung kommt im Rahmen dieser Arbeit die Siebanalyse in Anlehnung an DIN 66165 zum Einsatz. Die Siebanalyse erfolgt mit 12 Siebaufsätzen, beginnend bei 6,3 mm bis hin zu einem letzten Siebschnitt bei 63 μm . Kleinere Durchmesser können nicht mehr sinnvoll abgeseibt werden.

Kohleproben mit hohem Ausgangswassergehalt werden vor der Siebung per Lufttrocknung auf einen Wassergehalt von ca. 15-25 % getrocknet. Eventuell auftretende Schrumpfung von feuchterer Kohle geht als Fehler mit ein, was jedoch im Vergleich zur Siebung feuchter Kohle die wesentlich kleinere Fehlerquelle darstellt.

Zur Ermittlung von Korngrößenverteilungen im Bereich $< 90 \mu\text{m}$ wird ein zusätzliches Analyseverfahren angewendet. Das Laser-Streulichtspektrometer LA-950 arbeitet auf der Grundlage der statischen Laserlichtstreuung (gemäß DIN/ISO 13320), mit einer Auflösung ab 0,01 μm Korngröße und mehr als 90 „virtuellen“ Siebschnitten bis zu 3.000 μm . Die ermittelte Massenverteilungskurve der über Laserlicht detektierten Partikeldurchmesser geht von Dichtekonstanz aus. Dies führt im Vergleich zur Siebanalyse zu Abweichungen für $d_p > 90 \mu\text{m}$.

Im Rahmen von zahlreichen Messungen konnte meist eine gute Übereinstimmung für den Siebdurchgang $D(\approx 63 \mu\text{m})$ festgestellt werden.

Folgende Kohlen und Analysewerte wurden bei der Erstellung des 40- μm -Kriteriums in Kap. 5.1.3 zur Vergleichbarkeit des Wärmeübergangsverhaltens von Feinkornkohlen verwendet. Der Wassergehalt betrug immer $\approx 20 \%$. Die Durchmesser wurden – sofern möglich – auf Basis der Siebanalyse ermittelt.

Kohle: VE-M 0-1 mm			d_{50}	117 μm	
			d_{MARTIN}	88 μm	
			d_{32}	70 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0	100,00	10.097	1.135	3.852
4000<x<6300	0	100,00	11.565	1.358	5.209
3150<x<4000	0,07	100,00	13.246	1.511	6.721
2000<x<3150	0,25	99,93	15.172	1.575	8.296
1250<x<2000	0,74	99,68	17.377	1.565	9.862
1000<x<1250	1,06	98,95	19.904	1.523	11.385
710<x<1000	2,52	97,89	22.797	1.498	12.883
500<x<710	5,36	95,36	26.111	1.525	14.407
250<x<500	17,15	90,00	29.907	1.614	16.021
125<x<250	21,23	72,85	34.255	1.757	17.778
90<x<125	9,50	51,62	39.234	1.944	19.722
63<x<90	9,14	42,12	44.938	2.171	21.892
<63	32,98	32,98	51.471	2.407	24.300
			58.953	2.632	26.932
Σ	100		67.523	2.820	29.752

Kohle: VE-M 0-2 mm			d_{50}	121 μm	
(Datenbasis: nur Siebanalyse)			d_{MARTIN}	104 μm	
			d_{32}	81 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0	100,00			
4000<x<6300	0,01	100,00			
3150<x<4000	0,03	99,99			
2000<x<3150	0,38	99,96			
1250<x<2000	1,68	99,58			
1000<x<1250	2,14	97,90			
710<x<1000	4,44	95,76			
500<x<710	7,19	91,32			
250<x<500	15,88	84,13			
125<x<250	17,51	68,25			
90<x<125	10,53	50,74			
63<x<90	15,96	40,21			
<63	24,24	24,24			
Σ	100				

Kohle: VE-M 0,02-2 mm			d_{50}	217 μm	
(Datenbasis: nur Laser-Streulichtspektrometer)			d_{MARTIN}	143 μm	
			d_{32}	107 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300			10.097	0.046	0.046
4000<x<6300			11.565	0.105	0.151
3150<x<4000			13.246	0.152	0.303
2000<x<3150			15.172	0.190	0.494
1250<x<2000			17.377	0.246	0.739
1000<x<1250			19.904	0.333	1.073
710<x<1000			22.797	0.479	1.551
500<x<710			26.111	0.725	2.276
250<x<500			29.907	1.127	3.403
125<x<250			34.255	1.735	5.139
90<x<125			39.234	2.518	7.657
63<x<90			44.938	3.288	10.945
<63			51.471	3.910	14.854
			58.953	4.259	19.113
Σ			67.523	4.303	23.416

Kohle: VE-M 0,04-2 mm			d_{50}	262 μm	
(Datenbasis: nur Laser-Streulichtspektrometer)			d_{MARTIN}	213 μm	
			d_{32}	175 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300			10.097	0.000	0.000
4000<x<6300			11.565	0.000	0.000
3150<x<4000			13.246	0.000	0.000
2000<x<3150			15.172	0.000	0.000
1250<x<2000			17.377	0.000	0.000
1000<x<1250			19.904	0.000	0.000
710<x<1000			22.797	0.000	0.000
500<x<710			26.111	0.000	0.000
250<x<500			29.907	0.044	0.044
125<x<250			34.255	0.154	0.198
90<x<125			39.234	0.269	0.467
63<x<90			44.938	0.518	0.985
<63			51.471	0.989	1.974
			58.953	1.752	3.726
Σ			67.523	2.743	6.470

Kohle: VE-G 0-2 mm			d_{50} 166 μm		
(Kraftwerkskohle)			d_{MARTIN} 125 μm		
			d_{32} 94 μm		
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,10	100,00	10.097	0.253	0.561
4000<x<6300	0,33	99,90	11.565	0.337	0.899
3150<x<4000	0,23	99,57	13.246	0.451	1.350
2000<x<3150	1,71	99,34	15.172	0.606	1.956
1250<x<2000	3,60	97,63	17.377	0.812	2.768
1000<x<1250	3,03	94,03	19.904	1.087	3.855
710<x<1000	5,31	91,00	22.797	1.460	5.315
500<x<710	7,51	85,70	26.111	1.960	7.275
250<x<500	15,57	78,19	29.907	2.552	9.828
125<x<250	18,29	62,62	34.255	3.134	12.962
90<x<125	9,77	44,33	39.234	3.613	16.575
63<x<90	15,67	34,56	44.938	3.968	20.543
<63	18,90	18,90	51.471	4.198	24.741
			58.953	4.286	29.027
Σ	100		67.523	4.226	33.253

Kohle: RWE 0-1 mm			d_{50} 108 μm		
			d_{MARTIN} 87 μm		
			d_{32} 69 μm		
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,00	100,00	10.097	1.621	4.242
4000<x<6300	0,07	100,00	11.565	2.204	6.446
3150<x<4000	0,11	99,93	13.246	2.707	9.153
2000<x<3150	0,36	99,82	15.172	3.015	12.169
1250<x<2000	0,61	99,46	17.377	3.076	15.245
1000<x<1250	0,93	98,85	19.904	2.919	18.164
710<x<1000	2,24	97,93	22.797	2.635	20.799
500<x<710	5,66	95,69	26.111	2.320	23.119
250<x<500	18,44	90,03	29.907	2.038	25.157
125<x<250	18,35	71,59	34.255	1.814	26.971
90<x<125	7,65	53,24	39.234	1.666	28.637
63<x<90	11,90	45,59	44.938	1.607	30.243
<63	33,69	33,69	51.471	1.595	31.838
			58.953	1.619	33.457
Σ	100		67.523	1.667	35.124

Kohle: RWE 0-2 mm			d_{50}	137 μm	
			d_{MARTIN}	97 μm	
			d_{32}	73 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,03	100,00	10.097	0.502	1.135
4000< x <6300	0,29	99,97	11.565	0.769	1.904
3150< x <4000	0,50	99,68	13.246	1.123	3.027
2000< x <3150	1,48	99,18	15.172	1.554	4.581
1250< x <2000	2,61	97,70	17.377	2.022	6.603
1000< x <1250	2,12	95,09	19.904	2.461	9.064
710< x <1000	3,77	92,97	22.797	2.793	11.857
500< x <710	6,45	89,20	26.111	2.963	14.820
250< x <500	16,89	82,75	29.907	2.958	17.778
125< x <250	17,94	65,86	34.255	2.818	20.596
90< x <125	7,41	47,92	39.234	2.617	23.213
63< x <90	7,79	40,51	44.938	2.447	25.660
<63	32,71	32,71	51.471	2.315	27.976
			58.953	2.223	30.199
Σ	100		67.523	2.163	32.362

Kohle: RWE 0-3 mm			d_{50}	339 μm	
			d_{MARTIN}	178 μm	
			d_{32}	117 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,00	100,00	10.097	0.564	1.366
4000< x <6300	0,06	100,00	11.565	0.787	2.152
3150< x <4000	1,77	99,94	13.246	1.022	3.175
2000< x <3150	5,29	98,17	15.172	1.240	4.414
1250< x <2000	8,16	92,87	17.377	1.411	5.825
1000< x <1250	5,22	84,71	19.904	1.522	7.347
710< x <1000	7,98	79,49	22.797	1.571	8.918
500< x <710	10,49	71,52	26.111	1.571	10.489
250< x <500	18,10	61,03	29.907	1.538	12.027
125< x <250	14,43	42,93	34.255	1.492	13.518
90< x <125	5,29	28,50	39.234	1.453	14.972
63< x <90	5,17	23,20	44.938	1.447	16.419
<63	18,04	18,04	51.471	1.460	17.879
			58.953	1.490	19.369
Σ	100		67.523	1.531	20.900

Kohle: MIBRAG 0-2 mm			d_{50}	206 μm	
			d_{MARTIN}	170 μm	
			d_{32}	134 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,00	100,00	10.097	0.230	0.591
4000< x <6300	0,33	100,00	11.565	0.283	0.874
3150< x <4000	0,12	99,67	13.246	0.328	1.202
2000< x <3150	0,61	99,55	15.172	0.361	1.563
1250< x <2000	1,97	98,94	17.377	0.384	1.946
1000< x <1250	2,07	96,97	19.904	0.402	2.348
710< x <1000	4,31	94,90	22.797	0.422	2.770
500< x <710	7,90	90,59	26.111	0.453	3.222
250< x <500	24,56	82,69	29.907	0.501	3.723
125< x <250	30,55	58,13	34.255	0.574	4.297
90< x <125	10,39	27,59	39.234	0.688	4.985
63< x <90	7,84	17,20	44.938	0.861	5.846
<63	9,35	9,35	51.471	1.095	6.941
			58.953	1.396	8.337
Σ	100		67.523	1.753	10.089

Kohle: MIBRAG 0-2 mm			d_{50}	183 μm	
			d_{MARTIN}	146 μm	
			d_{32}	117 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,00	100,00	10.097	0.559	1.561
4000< x <6300	0,00	100,00	11.565	0.711	2.272
3150< x <4000	0,05	100,00	13.246	0.824	3.096
2000< x <3150	0,25	99,95	15.172	0.879	3.975
1250< x <2000	0,99	99,70	17.377	0.882	4.857
1000< x <1250	1,26	98,71	19.904	0.852	5.709
710< x <1000	3,05	97,45	22.797	0.815	6.524
500< x <710	6,45	94,40	26.111	0.788	7.311
250< x <500	23,74	87,95	29.907	0.783	8.094
125< x <250	31,67	64,21	34.255	0.809	8.904
90< x <125	10,89	32,54	39.234	0.881	9.784
63< x <90	9,66	21,65	44.938	1.018	10.802
<63	11,99	11,99	51.471	1.212	12.014
			58.953	1.467	13.481
Σ	100		67.523	1.782	15.263

Kohle: MIBRAG 0-1 mm			d_{50} 107 μm		
			d_{MARTIN} 86 μm		
			d_{32} 71 μm		
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0,00	100,00	10.097	1.530	3.857
4000<x<6300	0,00	100,00	11.565	2.085	5.942
3150<x<4000	0,00	100,00	13.246	2.482	8.424
2000<x<3150	0,36	100,00	15.172	2.565	10.988
1250<x<2000	0,46	99,64	17.377	2.342	13.330
1000<x<1250	0,63	99,18	19.904	1.994	15.323
710<x<1000	1,24	98,54	22.797	1.720	17.044
500<x<710	2,67	97,31	26.111	1.607	18.651
250<x<500	13,26	94,64	29.907	1.629	20.280
125<x<250	26,28	81,38	34.255	1.720	22.000
90<x<125	11,87	55,10	39.234	1.850	23.850
63<x<90	13,72	43,23	44.938	2.043	25.893
<63	29,51	29,51	51.471	2.275	28.168
			58.953	2.539	30.708
Σ	100		67.523	2.813	33.520

Anhang A2

Nachstehende Tabelle zeigt die bei den Fluidisierungsversuchen (siehe Tabelle 5.4 und Abb. 5.15) verwendeten Kohlen mit Wassergehalt, mittleren Durchmessern und dem ermittelten Wert für u_{cf} :

Herkunft	Typ	Wassergehalt	$d_{50}[\mu\text{m}]$	$d_{32}[\mu\text{m}]$	$u_{cf} [\text{m/s}]$
VE-M	0-6,3 mm	36 %	883	270	0,64
VE-M	0-6,3 mm	22 %	1.992	719	0,85
VE-M	0-4 mm gesiebt	13 %	1.170	477	0,58
VE-M	0-4 mm	43 %	1.187	416	0,51
VE-M	0-4 mm	30 %	374	124	0,18
VE-M	0-3 mm	23 %	221	97	0,19
VE-M	0-2 mm gesiebt	18 %	686	400	0,19
VE-M	0-2 mm	20 %	196	104	0,15
VE-M	0-1 mm	47 %	123	79	0,46
VE-M	0-1 mm	22 %	121	83	0,10
MIBRAG	0-6 mm	39 %	1.357	484	0,80
MIBRAG	0-4 mm	47 %	279	221	0,20
MIBRAG	0-2 mm	31 %	216	147	0,14

Anhang A3

Anhang A3 zeigt die in Kap. 5.3 ausgewerteten 24 Versuchsreihen mit 145 Messpunkten zur Ermittlung des Wärmeübergangs als Funktion der Leerrohrgeschwindigkeit im kleinen Kaltmodell (Messungen mittig in der Wirbelschicht mit 21,3 mm Sonde):

Kohle: VE-M 0-3 mm				d_{MARTIN} 158 μm			
				Wassergehalt 30,06 %			
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,32	22,9	16,2	465,0	0,12	20,7	18,6	390,5
0,27	22,7	16,3	465,1	0,16	21,5	17,8	431,2
0,23	22,6	16,4	461,9	0,20	21,8	17,7	461,3
0,18	22,4	16,8	450,7	0,24	21,9	17,8	461,7
0,14	21,6	17,7	424,7	0,29	21,5	17,8	460,1
0,11	20,7	19,1	393,0	0,33	21,4	18,0	453,5

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN} 101 μm			
				Wassergehalt 31,57 %			
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,31	20,2	21,0	478,8	0,11	19,8	20,3	430,3
0,26	20,0	20,9	481,5	0,16	19,8	19,9	463,5
0,21	20,0	21,2	474,0	0,20	19,5	19,6	470,2
0,18	20,0	21,6	463,5	0,25	19,2	19,2	479,9
0,14	20,0	20,6	442,0	0,31	19,1	19,1	482,1
0,10	19,8	20,0	411,7				

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN} 102 μm			
				Wassergehalt 32,04 %			
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,30	27,5	20,1	474,1	0,13	27,3	20,1	440,6
0,26	27,3	20,5	466,7	0,16	27,0	19,8	454,4
0,22	27,3	20,6	464,6	0,21	26,8	20,1	466,3
0,18	27,3	20,8	460,3	0,25	26,6	19,8	474,8
0,15	27,5	21,4	445,3	0,30	26,3	19,7	477,2
0,11	27,4	21,6	425,9				

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN} 105 μm			
				Wassergehalt 31,05 %			
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,30	13,7	20,9	463,9	0,10	13,4	20,1	407,5
0,25	13,6	21,1	459,0	0,13	13,5	19,8	436,2
0,21	13,6	21,1	460,0	0,18	13,1	20,0	453,8
0,17	13,6	21,6	447,4	0,22	13,2	20,9	457,7
0,14	13,7	22,2	435,5	0,27	12,9	20,9	456,4
0,11	13,5	22,5	418,4	0,33	12,7	21,0	455,9

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN} 119 μm			
				Wassergehalt 19,54 %			
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,30	23,1	22,8	428,1	0,11	22,5	20,2	366,5
0,25	23,2	23,0	425,1	0,14	23,1	20,8	399,4
0,20	23,2	23,2	420,6	0,19	23,1	20,8	412,9
0,15	23,2	23,2	407,7	0,24	22,6	21,4	415,1
0,12	23,0	23,0	382,8	0,29	22,2	21,4	415,5
				0,33	21,9	21,4	415,5

Kohle: VE-M 0-3 mm				d_{MARTIN} 164 μm			
				Wassergehalt 20,22 %			
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,33	22,8	19,9	409,0	0,12	21,3	20,4	361,4
0,27	22,3	20,5	397,8	0,16	21,6	19,3	383,5
0,24	22,2	20,8	391,0	0,21	21,6	19,3	383,3
0,20	22,1	20,8	392,3	0,27	21,1	19,6	377,3
0,17	22,0	20,8	392,1	0,30	20,9	19,9	370,8
0,14	21,7	21,2	383,1	0,34	20,7	19,9	370,5
0,11	21,8	22,1	367,1				

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN}	107 μm		
				Wassergehalt		11,66 %	
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,33	21,4	23,2	394,7	0,10	21,2	20,9	331,6
0,26	20,9	24,0	381,5	0,13	21,1	21,7	349,3
0,22	21,3	22,8	370,4	0,16	21,0	21,1	359,0
0,17	21,4	22,3	359,1	0,20	20,7	20,8	365,2
0,14	21,4	21,9	354,1	0,25	20,1	21,0	360,3
0,11	21,3	21,2	335,1	0,32	19,7	21,0	361,2

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN}	105 μm		
				Wassergehalt		34,03 %	
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,32	21,6	18,0	500,4	0,10	20,2	19,1	441,2
0,27	21,3	19,0	506,8	0,12	20,7	19,6	459,2
0,23	21,3	19,3	499,0	0,14	20,4	20,0	475,9
0,19	21,1	19,7	489,0	0,17	20,2	20,2	489,3
0,15	21,0	20,1	477,8	0,21	20,2	19,9	495,8
0,13	20,9	20,0	460,4	0,25	19,7	19,8	498,1
0,11	20,7	20,5	447,5	0,32	19,2	19,9	492,1

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN}	108 μm		
				Wassergehalt		30,10 %	
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,32	19,9	23,0	472,4	0,12	18,7	20,1	429,3
0,25	19,3	23,5	463,2	0,15	18,6	20,6	447,3
0,20	19,4	23,5	464,0	0,19	18,4	20,1	457,9
0,16	19,2	23,9	456,6	0,24	18,0	20,1	458,3
0,13	19,1	23,0	436,7	0,31	17,7	20,0	456,0
0,10	19,0	21,8	415,3				

Kohle: VE-M 0-2 mm				d_{MARTIN}	106 μm		
				Wassergehalt		23,78 %	
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,32	20,9	20,5	464,2	0,11	19,5	20,8	418,1
0,27	20,4	20,9	456,3	0,14	19,4	20,2	439,1
0,24	20,1	21,2	449,3	0,17	19,2	19,8	446,3
0,21	20,0	21,4	446,3	0,20	18,9	19,6	451,2
0,18	20,0	21,0	443,8	0,23	18,6	19,8	447,4
0,15	20,1	21,5	433,9	0,26	18,4	20,0	443,5
0,12	19,9	20,0	411,4	0,32	18,4	19,6	452,3
0,10	19,8	19,7	404,9				

Kohle: VE-M 0,02-2 mm				d_{MARTIN}	147 μm		
				Wassergehalt		20,70 %	
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,324	22,3	24,5	399	0,156	21,9	20,8	367
0,264	21,8	24,4	386	0,224	21,6	20,2	379
0,216	21,6	21,7	374	0,305	21,6	19,6	391
0,182	21,6	22,0	368				
0,144	21,9	22,4	362				
0,111	22,1	19,9	342				

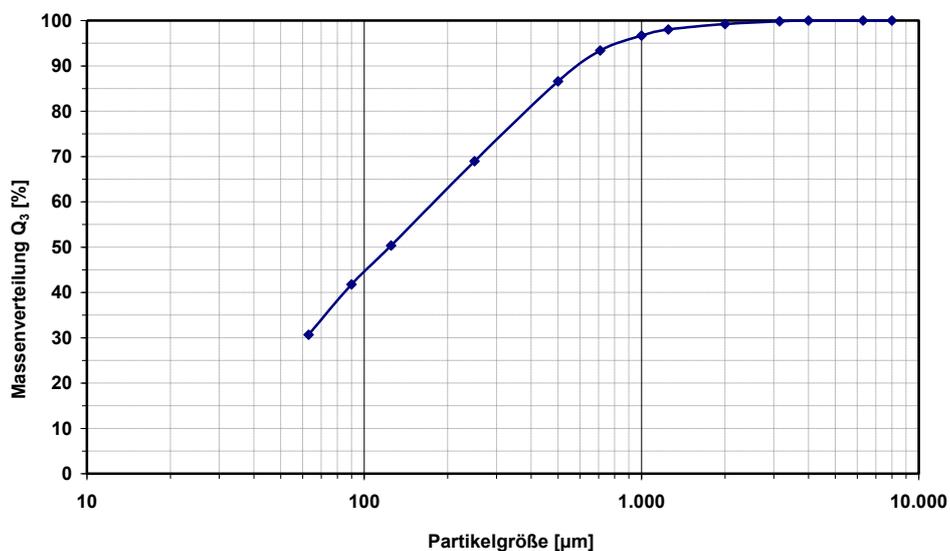
Kohle: VE-M 0,04-2 mm				d_{MARTIN}	223 μm		
				Wassergehalt		19,31 %	
u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]	u_0 [m/s]	Δp_{WS} [mbar]	ΔT [K]	α_{WS} [W/(m ² K)]
0,32	21,3	20,3	332,9	0,10	20,2	20,7	301,7
0,27	21,2	20,1	336,6	0,12	20,0	20,2	317,3
0,23	21,1	20,3	334,0	0,16	20,3	19,7	327,1
0,19	20,8	20,4	331,8	0,18	20,3	19,7	326,6
0,16	20,8	20,6	329,3	0,21	20,3	19,5	330,0
0,13	20,5	21,0	321,6	0,25	20,5	19,4	331,4
0,11	20,3	21,3	317,7	0,32	20,4	19,4	331,9

Anhang A4

Siebanalysen der 0-2 mm Standardkohle und des 3,5 mm Kunststoffgranulats:

Bei den Wärmeübergangsversuchen am großen Kaltmodell wurde als Standardkohle VE-M 0-2 mm verwendet, die bei 67,5 m/s Hammer-Umfangsgeschwindigkeit, hergestellt durch Aufmahlung aus 0-6,3 mm Kohle. Die Siebanalyse ergibt folgendes Bild:

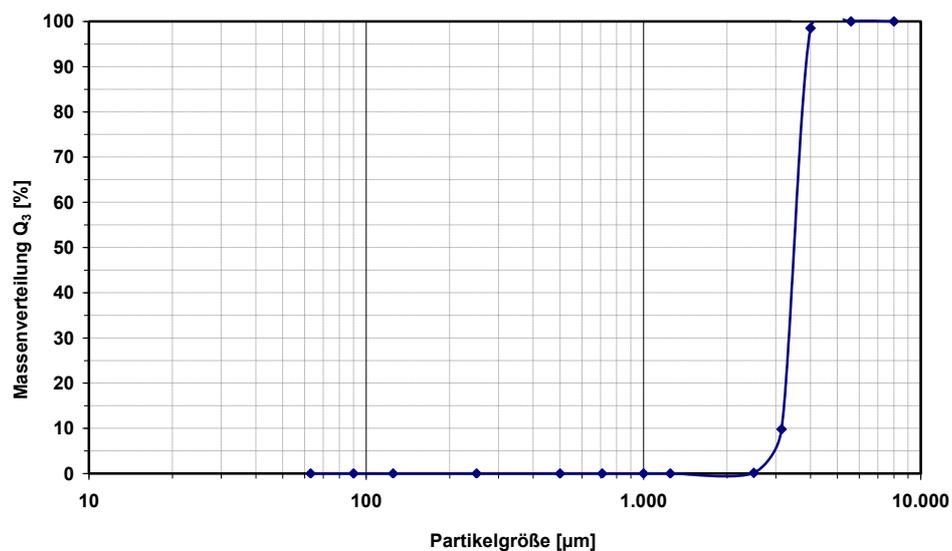
Kohle: VE-M 0-2 mm			d_{50}	123 μm	
			d_{MARTIN}	94 μm	
			d_{32}	73 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0	100,00	10.097	0.502	1.095
4000<x<6300	0	100,00	11.565	0.769	1.837
3150<x<4000	0,19	100,00	13.246	1.083	2.920
2000<x<3150	0,58	99,81	15.172	1.499	4.419
1250<x<2000	1,19	99,22	17.377	1.950	6.369
1000<x<1250	1,36	98,03	19.904	2.374	8.743
710<x<1000	3,29	96,67	22.797	2.694	11.437
500<x<710	6,79	93,37	26.111	2.858	14.295
250<x<500	17,62	86,59	29.907	2.853	17.148
125<x<250	18,62	68,96	34.255	2.718	19.866
90<x<125	8,57	50,34	39.234	2.524	22.390
63<x<90	11,10	41,77	44.938	2.360	24.751
<63	30,67	30,67	51.471	2.233	26.984
			58.953	2.144	29.129
Σ	100		67.523	2.086	31.215



Sieblinie Standardkohle VE-M 0-2 mm, 75 m/s

Das beinahe monodisperse 3,5 mm Kunststoffgranulat aus LD-PE wurde eingesetzt bei vergleichenden Kaltmodellversuchen für den gaskonvektiven Mechanismus des Wärmeübergangs. Die Siebanalyse zeigt folgende Resultate:

Kunststoffgranulat LD-PE			d_{50}	3.483 μm	
			d_{MARTIN}	3.501 μm	
			d_{32}	3.494 μm	
Siebanalyse			Laser-Streulichtspektrometer		
x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \uparrow	x [μm]	$\Delta Q_3(x)$ [%]	$Q_3(x)$ [%] \downarrow
>6300	0	100,00			
4000<x<6300	1,48	100,00			
3150<x<4000	88,73	98,52			
2000<x<3150	9,66	9,79			
1250<x<2000	0,14	0,14			
1000<x<1250	0,00	0,00			
710<x<1000	0,00	0,00			
500<x<710	0,00	0,00			
250<x<500	0,00	0,00			
125<x<250	0,00	0,00			
90<x<125	0,00	0,00			
63<x<90	0,00	0,00			
<63	0,00	0,00			
Σ	100				



Sieblinie PE-Kunststoffgranulat 3,5 mm

