

# Experimentelle Untersuchung und Modellierung des Viskositätseinflusses auf binäre Tropfenkollisionen

Dissertation

zur Erlangung des  
Doktorgrades der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

dem

Zentrum für Ingenieurwissenschaften

der Martin-Luther-Universität  
Halle-Wittenberg

vorgelegt

von Dipl.-Ing. Matthias Kuschel geb. Kröner  
geb. am 20.05.1985 in Halle (Saale)

Gutachter

1. Prof. Dr.-Ing. habil. Martin Sommerfeld
2. Prof. Dr.-Ing. habil. Bernd Platzer

Tag der öffentlichen Verteidigung: 18.10.2013 in Halle

Diese Arbeit wurde mit Hilfe von L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X und KOMA-Script gesetzt.

Die Natur wird nicht allein durch eine Grundlage von Gesetzen auf mikroskopischer Ebene gesteuert, sondern durch starke und allgemeine Ordnungsprinzipien.

Robert B. Laughlin, Nobelpreisträger für Physik



## Kurzfassung

Technische Sprühprozesse zeichnen sich durch ein hohes Maß an Komplexität aus, die aus der Verknüpfung verschiedener Elementarprozesse wie beispielsweise der Zerstäubung, der Trocknung und der Kollision von Tropfen entsteht. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von binären Tropfenkollisionen für die Beschreibung von Separationsprozessen und Koaleszenz. Solche Prozesse sind bei der Sprühtrocknung meist unerwünscht, da sie zu einer Verbreiterung der Tropfengrößenverteilung führen und folglich die gewünschten Produkteigenschaften negativ beeinflussen können.

Vorangegangene Arbeiten beschäftigten sich mit wenigen Modellsystemen und die darauf aufbauenden analytischen Modelle zur Abgrenzung bestimmter Kollisionsergebnisse besitzen nur eine geringe Übertragbarkeit auf andere Systeme. Das Ziel dieser Arbeit ist es, allgemeine Eigenschaften der Separationsprozesse für eine Vielzahl verschiedener Stoffe offenzulegen und diese für eine Abgrenzung der Separation von der Koaleszenz zu nutzen. Dementsprechend werden insgesamt 30 verschiedene Stoffkombinationen hinsichtlich des Einflusses der Viskosität, Oberflächenspannung und Massendichte auf die Dynamik der Kollision untersucht.

Hierfür wird ein Verfahren genutzt, das durch eine Schwingungsanregung des Tropfenstrahls einen kontrollierten Strahlaufriss ermöglicht, wodurch monodisperse Tropfen mit konstanten Eigenschaften entstehen. Zwei Tropfenstrahlen werden unter verschiedenen Winkeln zueinander ausgerichtet und die Tropfen der beiden Strahlen zur Kollision gebracht. Der Zusammenstoß der Tropfen wird mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen und eine zweite Kamera, welche rechtwinklig zu der anderen Kamera angeordnet ist, wird zum Justieren

---

der Tropfenketten zueinander eingesetzt. Vier wesentliche Kollisions-  
ergebnisse werden festgestellt, nämlich streifende Kollision, Koaleszenz  
sowie reflexive und dehnende Separation.

Die Modellierung geht von dem Beginn der Separation (Tripelpunkt)  
aus, bei der drei Kollisionsregime koexistieren. Ein extremes Verhalten  
der Relativgeschwindigkeit und des Auftreffwinkels wird festge-  
stellt, das den Umschlagpunkt der Dynamik des Stoßverhaltens mar-  
kiert. Weiterhin lassen sich die Tripelpunkte über die Reynolds- und  
Kapillarzahl so korrelieren, dass der Beginn der dehnenden Separation  
für eine Vielzahl von Stoffsystemen in einem sehr großen Bereich be-  
schrieben werden kann. Eine zweite Korrelation für den Beginn der  
reflexiven Separation über die Weber- und Kapillarzahl liefert zusam-  
men mit der Tripelpunktkorrelation zwei untere Definitionsgrenzen für  
die Separation, sodass die Falschvorhersage der Separation bei modera-  
ten bis kleinen Relativgeschwindigkeiten (Weberzahlen) von bisherigen  
Modellen nahezu ausgeschlossen wird.

Es wird ein Kollisionsgesetz formuliert, in dem sowohl der Umschlag-  
punkt als auch der Beginn der reflexiven und dehnenden Separation  
vereinigt werden können. Dieses Ordnungsprinzip basiert auf den Be-  
trachtungen von Naue und Bärwolff (1992) und resultiert aus einer  
völlig neuen Herangehensweise für die Beurteilung und Bewertung von  
Prozessen. Schließlich werden diese Eigenschaften genutzt, um vorhan-  
dene Modelle bezüglich ihrer Vorhersagekraft zu verbessern.

## Abstract

Technical spraying processes show a very complex behaviour due to a combination of different elementary processes like atomisation, drying and droplet collisions. The present work is dedicated to the investigation of binary droplet collisions in order to derive an analytical description of separation processes and coalescence. These processes lead to an undesired droplet size distribution, which eventually affects the final powder properties.

Former researchers concentrated their investigations on only a few systems and derived from these systems analytical models which are feasible to describe certain collision regimes for the concerned system but with weak predictive character for other systems. The scope of the present work is to identify universal properties of separation processes out of a large data base to yield a discrimination of separation from coalescence. Therefore, 30 different systems concerning the influence of viscosity, surface tension and density on the dynamics of a collision have been investigated. Two droplet jets are excited by a harmonic oscillation of a membrane yielding monodisperse droplets with constant properties. Two cameras observe the collision event from two views. A high speed camera records all relevant parameters in the frontview and a second double shutter camera is used to adjust the droplet chains to each other. Four major collision results have been found, namely bouncing, coalescence, reflexive and stretching separation.

At the onset of separation (triple point), where three collision regimes (bouncing, coalescence and separation) coexist, the relative velocity as well as the impact angle show an extremal behaviour for one class of species (family), which marks the alteration of the dynamics of a collision. A triple point correlation by using the Reynolds number and the

---

Capillary number has been found to describe the onset of stretching separation which is valid for all systems investigated. A second correlation for the onset of reflexive separation by using the Weber number as well as the Capillary number yields a new description of the onset of separation and gives the lower definition boundary for common models. Hence, false prediction for low and moderate Weber numbers can be avoided to a large extent.

A new collision law unites the alteration point of the collision dynamics as well as the onset of reflexive and stretching separation. The organising principle has been originally derived by Naue und Bärwolff (1992) and results from a completely new approach to evaluate processes by means of the information entropy. Finally, universal properties are used to improve existing models according their predictive character.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xix</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	2
1.2 Zielstellung . . . . .	5
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Beschreibung von Tropfenkollisionen . . . . .	7
2.1.1 Klassifizierung von Tropfenkollisionen . . . . .	8
2.1.2 Einflussparameter auf das Kollisionsergebnis . . . . .	12
2.1.3 Modellierung von Tropfenkollisionen . . . . .	17
2.2 Bildverarbeitung . . . . .	22
2.2.1 Löcherfüllfilter . . . . .	22
2.2.2 Binarisierungsfiler . . . . .	24
2.2.3 Gradientenfilter . . . . .	24
2.2.4 Morphologischer Filter . . . . .	25
2.3 Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls . . . . .	27
2.4 Ordnungsprinzipien und optimale Prozesse . . . . .	29
<b>3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung</b>	<b>35</b>
3.1 Versuchsanlage für viskose Fluide . . . . .	35
3.2 Untersuchung interner Misch- und Penetrationsprozesse	45

<b>4</b>	<b>Methoden</b>	<b>49</b>
4.1	Modifikation der Relativgeschwindigkeit, der Auftreff- geometrie und der Stoffdaten . . . . .	49
4.1.1	Modulation des Auftreffwinkels . . . . .	50
4.1.2	Modifikation der Relativgeschwindigkeit . . . . .	53
4.1.3	Modifikation der Stoffdaten . . . . .	55
4.2	Bestimmung der Eigenschaften der Tropfen vor dem Stoß	56
4.2.1	Bildanalyse und Bildauswertung . . . . .	58
4.2.1.1	Bildvorverarbeitung . . . . .	58
4.2.1.2	Bestimmung des Schwerpunkts und der Fluggeschwindigkeit eines Tropfens . . .	58
4.2.2	Erweitertes Kriterium zur Partikelverfolgung . .	61
<b>5</b>	<b>Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse</b>	<b>65</b>
5.1	Wesentliche Eigenschaften des Tropfenstrahls . . . . .	67
5.2	Validierung der Methode zur Verfolgung der Partikel . .	77
5.3	Darstellung der Kollisionsergebnisse für K30 . . . . .	82
5.3.1	Einfluss einer schiefen zentralen Kollision in 3D auf das Kollisionsergebnis . . . . .	82
5.3.2	Beschreibung der Kollisionsergebnisse anhand von <i>B-We</i> -Diagrammen . . . . .	90
5.3.3	Satellitentropfenbildung bei Separationsprozessen	102
5.3.4	Untersuchung interner Misch- und Penetrations- prozesse . . . . .	110
5.3.5	Variabilität der Untersuchungen . . . . .	121
<b>6</b>	<b>Modellierung von Separationsprozessen</b>	<b>125</b>
6.1	Kritische Eigenschaften für den Beginn der Separation .	125
6.2	Wirkung eines Ordnungsprinzips als Interpretationsan- satz für den Beginn der Separation . . . . .	133
6.3	Modell für die Abgrenzung der Separation . . . . .	139
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>145</b>

<b>8</b>	<b>Summary</b>	<b>149</b>
<b>9</b>	<b>Anhang</b>	<b>153</b>
A	Kollisionsergebnisse und Satellitenausbildung . . . . .	153
A.1	K17 . . . . .	153
A.1.1	<i>B-We</i> -Diagramme . . . . .	153
A.1.2	Satellitentropfenbildung . . . . .	156
A.2	FVA 1 . . . . .	159
A.2.1	<i>B-We</i> -Diagramme . . . . .	159
A.2.2	Satellitentropfenbildung . . . . .	162
A.3	Saccharose . . . . .	165
A.3.1	<i>B-We</i> -Diagramme . . . . .	165
A.3.2	Satellitentropfenbildung . . . . .	168
A.4	Alkohole . . . . .	171
A.4.1	<i>B-We</i> -Diagramme . . . . .	171
A.4.2	Satellitentropfenbildung . . . . .	174
A.5	Werte des Modellparameters für die Grenzlinie von Estrade <i>et al.</i> . . . . .	174
B	Konzept der Prozessbewertung mit Hilfe der Informati- onsentropie . . . . .	175
	<b>Literatur</b>	<b>183</b>



## Symbolverzeichnis

$a$	Ligamentlänge	-
$A$	Amplitude der Welle	-
$Ar$	Archimedeszahl	-
$B$	Auftreffwinkel	-
$B_A$	Aufenthaltsbereich	-
$c_{Rhodamin}$	Konzentration des Farbstoffes Rhodamin B	$\frac{\text{mg}}{\text{kg}}$
$C_a$	Modellkonstante von Jiang et al.	-
$C_b$	Modellkonstante von Jiang et al.	-
$Ca$	Kapillarzahl	-
$D$	viskose Kraft	N
$d_{Fl}, d$	mittlerer Tropfendurchmesser der Flüssigkeit	m
$d_L$	großer Tropfendurchmesser der Flüssigkeit	m
$d_S$	kleiner Tropfendurchmesser der Flüssigkeit	m
$d_0$	Düsendurchmesser	m
$E_{Cd}$	anfängliche kinetische Energie des Interaktionsvolumens	J
$E_{Ce}$	anfängliche kinetische Energie des Restvolumens	J
$E_{rot}$	Rotationsenergie	J
$E_{Sf}$	finale Oberflächenenergie	J
$E_{Si}$	initiale Oberflächenenergie	J
$F$	oberflächenbezogene Kraft	N
$f$	dimensionslose Eigenschaft	-

$f^*$	dimensionslose Aufwandsfunktion für den Selbstorganisationsprozess	-
$f_A$	Anregungsfrequenz der Tropfenketten	Hz
$h$	Breite des Interaktionsvolumens	m
$I$	Intervall	-
$K$	Kennzahl zur optimalen Aufteilung der Bewegung in Haupt- und Strukturbewegung	-
$k$	Wellenzahl	$\frac{1}{\text{m}}$
$k_1, k_2, \dots, k_n$	Phasenwinkel zwischen n verschobenen Wellen	rad
$K_c$	kinetische Energie der Gegenbewegung	J
$K_e$	freie kinetische Energie	J
$k_n$	Gewichtsfaktor für die Aufwendungen des konkurrierenden Prozesses n	-
$K_r$	reflexive kinetische Energie	J
$K_S$	Dehnungsenergie	J
$K_{Si}$	effektive kinetische Dehnungsenergie	J
$L$	charakteristische Länge	m
$L_j$	Ljascenkozahl	-
$m, n$	Potenz, die die Dimensionalität der Struktur im Phasenraum angibt	-
$m, n$	Summationsindices (nur Anhang B)	-
$m_1, m_2, m_3$	Massen der Tropfen vor dem Stoß (1,2) und nach dem Stoß (3)	kg
$Oh$	Ohnesorgezahl	-
$P_{1,2}$	Richtungsvektor der Tropfenschwerpunkte	-
$p_i$	Innendruck	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$
$p_m$	Gewichtsfaktor für die Aufwendungen des sequentiellen Prozesses m	-
$p_u$	Umgebungsdruck	$\frac{\text{N}}{\text{m}^2}$
PTV	Particle-Tracking-Velocimetry	-

---

$phas_1$	mittlere Wirkung der Strukturbewegung durch die Phasenverschiebung zwischen zwei oszillierenden Größen $w_l \frac{\partial w_j}{\partial x_l}$	-
$phas_2$	mittlere Wirkung der Strukturbewegung durch die Phasenverschiebung zwischen zwei oszillierenden Größen $w_i w_j$	-
$q$	Exponent zum Verknüpfen nichtlinearer Einflussgrößen	-
$R$	Radius des Einheitskreises	m
$r,$	Radius des Tropfens	m
$r_1, r_2$	Radius der Tropfen	m
$r_z$	Zykloiden erzeugender Radius	m
$Re$	Reynoldszahl	-
$S$	dimensionslose Entropie	-
$s$	Abstand der Tropfenketten zueinander in z-Richtung	m
$S_{Si}$	Oberflächenenergie des Interaktionsvolumens	J
$s_0$	zurückgelegter Weg eines Teilchens im Schwerpunkt der Kreisscheibe nach einer Umdrehung	-
$s_t$	zykloidenartig zurückgelegter Weg eines Teilchens auf dem Radius der Kreisscheibe nach einer Umdrehung	-
$T$	Periodendauer	s
$t$	Zeit	s
$u_{rel}$	Relativgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$u_{rel}^*$	dreidimensionaler Relativgeschwindigkeitsvektor	$\frac{m}{s}$
$u_{relax}$	Relaxationsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$u_{relax}^*$	kritische Relaxationsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$

## Symbolverzeichnis

---

$u_0$	Düsenaustrittsgeschwindigkeit des Strahls	$\frac{m}{s}$
$u_1, u_2, u_3$	Komponenten der Geschwindigkeit der Tropfen	$\frac{m}{s}$
$u_{konv}$	Fluggeschwindigkeit der Tropfen	$\frac{m}{s}$
$v_{gr}$	Gruppengeschwindigkeit des Wellenpakets	$\frac{m}{s}$
$v_j$	Impulsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$\dot{V}_{grav}$	über die gravimetrische Methode ermittelter Volumenstrom	$\frac{m^3}{s}$
$V_L$	Volumen des größeren Tropfens bei der Berechnung des Interaktionsvolumens	$m^3$
$\dot{V}_{optisch}$	über die optische Methode ermittelter Volumenstrom	$\frac{m^3}{s}$
$w$	Wellengeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
$w_1$	Wellengeschwindigkeit der hinlaufenden Welle (primäre Stoßwelle)	$\frac{m}{s}$
$w_2$	Wellengeschwindigkeit der rücklaufenden Welle (reflektierte Stoßwelle)	$\frac{m}{s}$
$We$	Weberzahl	-
$Z$	Reziproke der Kapillarzahl	-
$\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$	repräsentieren die Winkel zwischen der $x$ -Achse und dem jeweiligen Vektor $u_1, u_2, u_3$	$^\circ$
$\alpha_L, \alpha_R$	Winkel zwischen der Vertikalen und der linken bzw. rechten Tropfenkette	$^\circ$
$\beta$	Drehwinkel in der Rotationsmatrix	$^\circ$
$\Delta$	Durchmesserverhältnis	-
$\Delta f_{Strahl}$	Frequenzversatz zwischen zwei angeregten Tropfenstrahlen	-
$\Delta t$	Zeitintervall zwischen zwei Bildern	s
$\Delta z$	Versatz der Tropfenketten in $z$ -Richtung	-
$\eta_{Fl}, \eta$	Viskosität der Flüssigkeit	Pa s



---

$\eta_H$	dynamische Viskosität der höherviskosen Flüssigkeit	Pa s
$\eta_L$	dynamische Viskosität der niedrigerviskosen Flüssigkeit	Pa s
$\eta_{Luft}$	dynamische Viskosität der umgebenden Luft	Pa s
$\gamma$	eingeschlossener Winkel zwischen den Tropfenketten	°
$\lambda$	Länge der Verschiebung der Tropfenkontur in Flugrichtung	m
$\lambda_c$	Wellenlänge, bei 50% Transmission	nm
$\lambda_E$	emittierte Wellenlänge der LED	nm
$\omega$	Kreisfrequenz	$\frac{1}{s}$
$\phi$	eingeschlossener Winkel zwischen Tropfenschwerpunktsvektor und Relativgeschwindigkeitsvektor	°
$\phi_L$	Anteil des Interaktionsvolumens des größeren Tropfens	-
$\phi_S$	Anteil des Interaktionsvolumens des kleineren Tropfens	-
$\Psi$	Formparameter des Modells von Estrade et al.	-
$\rho_{Fl}, \rho$	Massendichte der Flüssigkeit	$\frac{kg}{m^3}$
$\sigma_{Fl}, \sigma$	Oberflächenspannung der Flüssigkeit	$\frac{N}{m}$
$\sigma_x$	Standardabweichung einer Zufallsvariablen	
$\sigma^*$	Entropieproduktion	-
$\sigma_i^*$	Informationsentropie	-
$\Theta$	Transportvariable	
$\theta_s$	Aufweitungswinkel des angeregten und unangeregten Strahls	°
$\vec{e}_x$	Einheitsvektor der x-Achse	-

## Symbolverzeichnis

---

$\xi$	effektive Überlappung der Tropfen	-
$\zeta_L$	geometrischer Parameter für den größeren Anteil des Interaktionsvolumens	-
$\zeta_S$	geometrischer Parameter für den kleineren Anteil des Interaktionsvolumens	-

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Typische Kollisionsergebnisse beim Stoß zweier Tropfen.	9
2.2	Kollisionsregime für verschiedene Stoffklassen . . . . .	10
2.3	Veranschaulichung des Interaktionsvolumens (schwarz).	18
2.4	Anwendung der beschriebenen Filter auf ein Rohbild . .	26
2.5	Schematische Darstellung des Strahlzerfalls . . . . .	28
2.6	Abrollvorgang bei einer Zykloide . . . . .	31
3.1	Einordnung der Untersuchungen in die Bereiche des Strahlzerfalls. . . . .	36
3.2	Schematische Darstellung der Versuchsanlage für binäre Tropfenkollisionen. . . . .	38
3.3	Stoffwerte aller untersuchten Stoffsysteme . . . . .	44
3.4	Emissionsspektren der Lichtquellen . . . . .	47
3.5	Schematische Darstellung der Versuchsanlage für die Analyse von Penetrationsvorgängen. . . . .	48
4.1	Kontinuierliche Veränderung des Auftreffwinkels . . . .	51
4.2	Berechnung des Auftreffwinkels in einem festen Koordinatensystem. . . . .	52
4.3	Schematische Darstellung zur Einstellung der Relativgeschwindigkeit durch den eingeschlossenen Winkel $\gamma$ zwischen zwei Strahlen. . . . .	53
4.4	Geometrische Bedingung für die Bestimmung der resultierenden Flugrichtung und Geschwindigkeit. . . . .	55
4.5	Zugängliche Messgrößen aus einer Bilderserie. . . . .	57

4.6	Bestimmung des Tropfenradius und des Schwerpunkts eines Tropfens. . . . .	59
4.7	Schematische Darstellung der Normierung der Flugrichtung und Beseitigung streuender Vektoren. . . . .	60
4.8	Erweiterung des PTV-Kriteriums. . . . .	61
4.9	Prozess der Bildverarbeitung, links: Rohbild, Mitte: Verarbeitungsschritte, rechts: Konturen und Tropfenschwerpunkte nach der Bildbearbeitung. . . . .	62
5.1	Untersuchungsaspekte auf verschiedenen Längenskalen. . . . .	66
5.2	Bedeutung der Anregung für die Strahleigenschaften. . . . .	68
5.3	Vergleich der Aufweitung für an- und unangeregten Strahl . . . . .	69
5.4	Einteilung des Strahls in 4 Bereiche: I - Vollstrahl; II - Tropfenabriss; III - Oszillation; IV - Monodisperse Kette. . . . .	70
5.5	Eigenschaften des Tropfenstrahls in Abhängigkeit von der Entfernung . . . . .	71
5.6	Wellenförmige Auslenkung des Tropfenstrahls im Querwind (von links). . . . .	72
5.7	Rauchgrenzschicht um einen angeregten Tropfenstrahl. . . . .	73
5.8	Ansaugeigenschaften des Tropfenstrahls . . . . .	74
5.9	Zwei angeregte, kollidierende Tropfenstrahlen . . . . .	75
5.10	Experiment zur Validierung der Partikelverfolgung . . . . .	78
5.11	Validierung der neuen Methode zur Partikelverfolgung . . . . .	78
5.12	<i>B-We</i> -Diagramm für Wasser . . . . .	80
5.13	Definition der Beobachtungsebenen bei der Kollision. . . . .	82
5.14	Schematische Darstellung einer schiefen Kollision in 3D . . . . .	84
5.15	Einfluss des Versatzes $\Delta z$ auf das Kollisionsergebnis in der Frontansicht. . . . .	85
5.16	Transformation des schiefen Stoßes . . . . .	89
5.17	<i>B-We</i> -Diagramm für K30 a)-b) . . . . .	92
5.17	<i>B-We</i> -Diagramm für K30 c)-d) . . . . .	93
5.17	<i>B-We</i> -Diagramm für K30 e)-f) . . . . .	94

5.18	Schematische Darstellung der Verschiebung des Bouncing vor Beginn der dehnenden Separation mit steigendem Feststoffgehalt, Abb. 5.17 a): durchgezogene Linie, Abb. 5.17 b): gestrichelte Linie, Abb. 5.17 c): strich-gepunktete Linie. . . . .	97
5.19	Optimaler Parametersatz für das Modell von Jiang für K30 . . . . .	99
5.20	Schematische Darstellung des Beginns der Separationsregime. . . . .	101
5.21	Ligamentlänge für verschiedene Viskosität . . . . .	103
5.22	Eigenschaften des Ligaments in Abhängigkeit von der Viskosität . . . . .	104
5.23	Satellitenanzahl im $B$ - $We$ -Diagramm für K30 a)-b) . . .	106
5.23	Satellitenanzahl im $B$ - $We$ -Diagramm für K30 c)-d) . . .	107
5.23	Satellitenanzahl im $B$ - $We$ -Diagramm für K30 e)-f) . . .	108
5.24	Einfluss des Rhodamin B auf die Oberflächenspannung.	111
5.25	Einordnung der Kollisionen ungleichviskoser Tropfen . .	112
5.26	Ungleich viskose Tropfenkollision Testfall $I_1$ . . . . .	114
5.27	Testfall $I_2$ . . . . .	116
5.28	Testfall $NI_1$ und $NI_3$ . . . . .	117
5.29	Testfall $NI_2$ . . . . .	119
5.30	Testfall $NI_4$ . . . . .	119
5.31	Testfall $NI_5$ . . . . .	120
6.1	Darstellung der Tripelpunkte aller Stoffsysteme für die Relativgeschwindigkeit und $B$ in Abhängigkeit von der Viskosität. . . . .	127
6.2	Triplepunktkorrelation für die dehnende Separation . . .	128
6.3	Vergleich der Korrelationen für den Beginn der reflexiven Separation . . . . .	131
6.4	Härte des Stoßes . . . . .	136

6.5	Funktioneller Zusammenhang für die Jiangparameter . . .	140
6.6	Abgrenzung der Separation durch das neue Modell . . .	142
A.1	<i>B-We</i> -Diagramm für K17 a) . . . . .	153
A.1	<i>B-We</i> -Diagramm für K17 b)-c) . . . . .	154
A.1	<i>B-We</i> -Diagramm für K17 d)-e) . . . . .	155
A.2	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für K17 a)-b) . . .	156
A.2	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für K17 c)-d) . . .	157
A.2	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für K17 e) . . . . .	158
A.3	<i>B-We</i> -Diagramm für FVA 1 a)-b) . . . . .	159
A.3	<i>B-We</i> -Diagramm für FVA 1 c)-d) . . . . .	160
A.3	<i>B-We</i> -Diagramm für FVA 1 e)-f) . . . . .	161
A.4	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für FVA 1 a)-b) . .	162
A.4	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für FVA 1 c)-d) . .	163
A.4	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für FVA 1 e) . . . .	164
A.5	<i>B-We</i> -Diagramm für Saccharose a)-b) . . . . .	165
A.5	<i>B-We</i> -Diagramm für Saccharose c)-d) . . . . .	166
A.5	<i>B-We</i> -Diagramm für Saccharose e)-f) . . . . .	167
A.6	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für Saccharose a)-b)	168
A.6	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für Saccharose c)-d)	169
A.6	Satellitenanzahl im <i>B-We</i> -Diagramm für Saccharose e)-f)	170
A.7	<i>B-We</i> -Diagramm für die homologe Serie der Alkohole a)-b) . . . . .	171
A.7	<i>B-We</i> -Diagramm für die homologe Serie der Alkohole c)-d) . . . . .	172
A.7	<i>B-We</i> -Diagramm für die homologe Serie der Alkohole e)-f)	173
B.8	Informationsentropie $\sigma_i^*$ in Abhängigkeit von $f^*$ . . . . .	176

## Tabellenverzeichnis

3.1	Stoffdaten der untersuchten Stoffsysteme . . . . .	41
3.2	Versuchsdurchführung für Misch- und Penetrationsprozesse. . . . .	48
5.1	Testfälle Vermischung und Penetration . . . . .	113
5.2	Vergleich zweier Objektivie hinsichtlich des relativen Fehlers . . . . .	122
5.3	Bestimmung des absoluten Fehlers . . . . .	123
6.1	Kriterium für dominierendes Phänomen . . . . .	126
A.1	Angepasste Werte des Formparameters $\Psi$ . . . . .	174





# 1 Einleitung

Technische Sprühprozesse werden sowohl zur Produktion von Feststoffpulvern als auch zur Beschichtung von Bauteilen eingesetzt. Hierfür wird eine Lösung oder eine Suspension über verschiedene Verfahren, wie z.B. Rotations- oder Hochdruckzerstäuber, versprüht. Unterzieht man den erzeugten Sprühnebel einer Trocknung, so verdampft das Lösungsmittel (häufig Wasser) und es bildet sich ein Pulver geringer Restfeuchte, dessen Partikelmorphologie, -größenverteilung und -eigenschaften stark von der Wahl des Zerstäubers und den Prozessparametern abhängen. In industriellen Herstellungsverfahren werden meist Zerstäuberdüsen parallel eingesetzt, um den Durchsatz zu erhöhen. Daraus ergibt sich eine hohe Komplexizität der technischen Sprühprozesse, die aus der Kombination unterschiedlicher Elementarprozesse mit vielen Parametern resultiert. Neben der Zerstäubung und Trocknung sind die Kollision von Tropfen und die Agglomeration von teilweise getrockneten Tropfen für die Herstellung des gewünschten Pulvers von großer Bedeutung.

Gerade aber die Kollision von Tropfen beeinflusst die Partikelgrößenverteilung des Pulvers erheblich, da die zugrunde liegenden Effekte von Koaleszenz und Separation zu einer Verbreiterung der Verteilung führen. Bei Separationsprozessen vereinigen sich die Tropfen kurzzeitig unter Ausbildung einer Flüssigkeitsbrücke, die im Verlauf des Stoßes gedehnt wird und schließlich abreißt. Das Ligament zerfällt abermals in kleinere Tropfen (Satellitentropfen), wodurch der Feinanteil im Pulver deutlich gesteigert wird. Koaleszenz führt hingegen zu einer permanenten Vereinigung der Tropfen, folglich ist eine Zunahme des Grobanteils zu verzeichnen. Das dritte, technisch relevante und mögliche Kollisionsergebnis ist die streifende Kollision (Bouncing).

Hierbei stoßen die Tropfen unter teils starken Deformationen der äußeren Tropfenkontur zusammen, ohne sich zu vereinigen. Gleichzeitig stellt die Kollision zweier (teilweise getrockneter) Tropfen die Grundlage zur Erzeugung von Agglomeraten mit speziellen Eigenschaften dar. So lassen sich je nach Einstellparameter gezielt Agglomerateigenschaften, wie die Porosität oder die Löslichkeit des Agglomerats, modifizieren.

### 1.1 Motivation

Im Nahbereich der Düse ist die Tropfenkonzentration sehr hoch, wodurch Kollisionen von Tropfen wahrscheinlich sind. Sowohl Macinnes und Bracco (1991) als auch Hou und Schmidt (2006) geben die Anzahl der Tropfenkollisionen in einem Sprühnebel mit etwa  $10^8 \frac{1}{\text{cm}^3 \text{s}}$  an. In Anbetracht dieser riesigen Zahl von Kollisionen ist der Einfluss der Kollision zweier Tropfen auf die Partikelgrößenverteilung im Sprühnebel eminent. Tropfenkollisionen treten nicht ausschließlich im Nahbereich der Düsen auf, sondern auch fernab von der Düse oder in Rezirkulationszonen. Aber auch Überlappungsbereiche der einzelnen Sprühkegel im oberen Teil des Sprühturms führen zu Kollisionen, wodurch der Einfluss von Kollisionen auf die resultierenden Produkteigenschaften ansteigt. Gleichzeitig folgt daraus, dass Kollisionen nicht vermieden werden können, jedoch mit dem Verständnis dieses Elementarprozesses die Umgebungsparameter, wie z.B. Austrittsgeschwindigkeit, Düsendurchmesser oder Vordruck etc., so gewählt werden können, dass bestimmte Kollisionsergebnisse vermieden werden.

Separationsprozesse führen durch die Ausbildung von Satellitentropfen zu einem erhöhten Feingutanteil, der eine erhöhte Verweilzeit im Turm aufweist. Zudem wird das Feingut meist rückgelöst und dem Prozess erneut zugeführt, wodurch Teile des Produkts über einen längeren Zeitraum den hohen Umgebungstemperaturen ausgesetzt werden, die zu Produktschädigungen führen können. Außerdem wird eine nachge-

schaltete Klassierung der feinen Partikel erforderlich. Um die eben aufgezählten negativen Aspekte zu verringern, werden enge Tropfengrößenverteilungen angestrebt, was möglichst geringe Separationsereignisse voraussetzt.

Nach dem Austritt der Tropfen aus der Düse setzt die Trocknung ein, bei der das Lösungsmittel verdampft und der Feststoffgehalt (suspendiert oder gelöst) ansteigt. Dieser Anstieg bewirkt eine Veränderung der Stoffeigenschaften, wodurch die Dynamik der Tropfenkollision und somit das Kollisionsergebnis beeinflusst werden. Im Verlauf der Trocknung ändert sich die Viskosität des Tropfens am stärksten, weshalb der Einfluss der Viskosität auf das Ergebnis der Kollision studiert werden muss, um ein Verständnis für die Kollision entwickeln zu können. In den letzten Jahrzehnten wurde erkannt, dass dieser Elementarprozess von entscheidender Bedeutung für die Produkteigenschaften ist, weshalb sich eine Reihe von Wissenschaftlern bereits mit diesem Problem beschäftigte. Jedoch wurden bisher nur lückenhafte Experimente zu wenigen Modellsystemen durchgeführt und auf deren Basis analytische Modelle zur Abgrenzung einzelner Regime entwickelt, die zwar für das betrachtete Stoffsystem oder die Stoffklasse eine gute Näherung sind, jedoch nur eine geringe Übertragbarkeit auf andere Stoffklassen besitzen. In diesem Zusammenhang soll ein Stoffsystem eine bestimmte Eigenschaft haben oder eine Kombination von Stoffen unterschiedlicher Konzentration sein, wobei die Stoffklasse den Oberbegriff für die verschiedenen Kombinationen bzw. Eigenschaften bildet. So ist beispielsweise ein in Wasser gelöster Feststoff bestimmter Konzentration ein Stoffsystem und die Stoffklasse beinhaltet alle möglichen Konzentrationen des Feststoffes in seinem Lösungsmittel. Propanol ist z.B. ein Stoffsystem der Stoffklasse Alkohole.

Vorangegangene Untersuchungen beschränkten sich auf Modellsysteme wie Wasser (Park (1970), Ashgriz und Poo (1990), Macinnes und Bracco (1991), Rabe *et al.* (2010) u. a.), Alkane (Jiang *et al.* (1992), Qian und Law (1997)) oder auf einzelne Alkohole (Estrade *et al.* (1999),

Brenn *et al.* (2001)). Arbeiten von Jiang *et al.*, Gotaas *et al.* (2007a) sowie Willis und Orme (2003) analysierten erstmals den Effekt der Viskosität auf das Kollisionsergebnis. Die Arbeit von Willis unterlag aber strengen Restriktionen, denn sie analysierte nur gerade, zentrale Stöße von Silikonöltropfen in einer Vakuumumgebung. Jiang *et al.* untersuchten den Effekt der Viskosität zwar systematisch, allerdings in einem sehr kleinen Intervall, wodurch sie keine allgemeinen Eigenschaften identifizieren konnten. Gotaas *et al.* untersuchten verschiedene Ethylenglykole (Mono-, Di- und Triethylenglykol) in einem Viskositätsbereich von 21 bis 48 mPa s und betrachteten dort die Separationsprozesse, wobei eine Verschiebung der reflexiven Separation zu höheren Weberzahlen mit steigender Viskosität in Übereinstimmung mit Jiang *et al.* festgestellt wurde.

Für einige Modellsysteme wurden analytische Modelle zur Abgrenzung zweier Kollisionsbereiche in Form einer Grenzlinie entwickelt, die auch in der vorliegenden Arbeit vorgestellt und diskutiert werden. Die in den Arbeiten von Ashgriz und Poo sowie Jiang *et al.* veröffentlichten Modelle dienen der Abgrenzung der dehrenden Separation von der Koaleszenz. In der Arbeit von Ashgriz und Poo wird zusätzlich noch die reflexive Separation von der Koaleszenz unterschieden. In der Arbeit von Estrade *et al.* wurde ein Modell entwickelt, um die streifende Kollision (Bouncing) von der Separation bzw. Koaleszenz zu trennen. Da die meisten Modelle aber freie Parameter besitzen oder Modellannahmen, die als freie Parameter interpretiert werden können, ist die Vorhersagekraft solange eingeschränkt, bis man Modellkonstanten findet, die eine Allgemeingültigkeit (zumindest für den untersuchten Bereich) besitzen. Weiterhin existiert für die Modelle, welche die dehrende Separation abgrenzen, keine untere Gültigkeitsschranke, mit der Folge, dass Separation in Bereichen prognostiziert wird, wo dieses Ergebnis noch gar nicht auftritt.

Aus den bisher beschriebenen Sachverhalten ergeben sich verschiedene Fragestellungen, die im Verlauf der Arbeit geklärt werden.

## 1.2 Zielstellung

Die vorliegende Arbeit wird sich auf Aspekte des Elementarprozesses *Kollision zweier Tropfen* beschränken und sich bei der Modellierung auf die Kollision gleichgroßer und isoviskoser (gleichviskoser) Tropfen konzentrieren. Hierfür wird eine allgemeine physikalisch begründbare Darstellung gesucht, wobei der Beginn der Separation über Korrelationsfunktionen beschrieben werden soll. Diese Funktionen liefern dann die unteren Definitionsgrenzen der Separation, sodass bekannte Modelle bis zu diesem Punkt angewendet werden können. Weiterhin wird überprüft, ob diese Modelle durch geeignete Methoden so modifiziert werden können, dass sie für beliebige Stoffe angewendet werden können.

Aus technischer Sicht werden enge Größenverteilungen angestrebt, weshalb Separationsprozesse durch die Ausbildung von sehr kleinen und teilweise vielen Satellitentropfen vermieden werden sollten. Aus diesem Grund ist es notwendig, eine Beschreibung für das erste Auftreten der Separation (dehnende und reflexive) zu finden. Es soll gezeigt werden, dass der Beginn der Separation von einem starken Ordnungsprinzip gesteuert wird. Die grundlegende Herleitung des ursprünglichen Prinzips wurde von Naue und Bärwolff (1992) gefunden.

Die Identifikation eines Ordnungsprinzips benötigt eine große Datenbasis, um allgemeine Eigenschaften extrahieren zu können. Diese Eigenschaften können für die Modellierung genutzt werden. Die Datenbasis erfordert die Durchführung einer Vielzahl von Experimenten für Stoffklassen mit gänzlich unterschiedlichen Stoffeigenschaften und Verhaltensweisen. Die Ergebnisse sollen in den typischen Auftreffwinkel-Weber-Diagrammen, kurz *B-We*-Diagrammen, dargestellt. Weiterhin wird durch die Beschreibung des Beginns der Separation eine untere Gültigkeitsschranke für vorhandene und neue Modelle geschaffen, so dass experimentelle und numerische Optimierungen von Sprühtürmen genauer werden.

Bei Sprühtrocknungsprozessen erhöht sich während der Trocknung die Viskosität, wodurch ebenfalls ein verändertes Kollisionsverhalten zu erwarten ist. Dieser Effekt ist Hauptbestandteil der Untersuchungen, wobei die Viskosität auf unterschiedlichem Wege verändert werden kann. Die verschiedenen Modifikationsmöglichkeiten werden in einem gesonderten Kapitel behandelt. Bei der Erhöhung des Feststoffgehalts im Tropfen kann dies auch als eine Trocknung unter definierten Bedingungen betrachtet werden, wodurch die zu untersuchenden Kollisionen mehr den realen Bedingungen in einem Sprühturm entsprechen.

Für die Untersuchungen werden eine Reduktion der Komplexität und eine Verbesserung der Reproduzierbarkeit der Kollisionsbedingungen angestrebt, weshalb eine Apparatur mit kontrolliertem Strahlzerfall verwendet wird. Ein besseres Verständnis des Gesamtprozesses kann nur erreicht werden, wenn auch die wesentlichen Eigenschaften des Strahls untersucht und dargestellt werden. Davon ausgehend werden Analysen des Kollisionsverhaltens ausgeführt und schließlich die Kollisionsergebnisse zusammengetragen. Bei den Separationsprozessen soll zusätzlich die Ausbildung der Satellitentropfen betrachtet werden.

In einem Sprühturm kollidieren aber nicht nur Tropfen gleicher Viskosität miteinander. Fernab der Düse oder in Rezirkulationsgebieten können ungleichviskose Tropfen zusammentreffen. Diese Effekte sollen qualitativ analysiert werden.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen soll ein Modell zur Abgrenzung der Separation bei der Kollision gleichgroßer und gleichviskoser Tropfen vorgestellt.

## 2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel behandelt die wesentlichen Grundlagen zur Einteilung, Beschreibung und Modellierung von Tropfenkollisionen. Ferner werden im zweiten Absatz Algorithmen zur Bildverarbeitung vorgestellt, die später an entsprechender Stelle Verwendung finden. Die Darlegung wesentlicher Eigenschaften von angeregten Tropfenstrahlen erfolgt im dritten Teil einschließlich der Einteilung des Strahlerfalls in seine Bereiche. Im vierten Abschnitt wird eine Übersicht von verschiedenen natürlichen Ordnungsprinzipien gegeben, die für die Modellierung von Tropfenkollision genutzt werden können.

### 2.1 Beschreibung von Tropfenkollisionen

Tropfenkollisionen treten sowohl in natürlichen als auch technischen Sprühprozessen auf. Während bei natürlichen Prozessen meistens die Kollision von Regentropfen z. B. Schlottke *et al.* (2010) oder die Nebelentstehung für die Wettervorhersage von Interesse sind, werden Sprühprozesse für die industrielle Herstellung von beispielsweise Milchpulver oder Instantkaffee eingesetzt. Eine Flüssigkeit oder eine Suspension wird durch Düsen in eine trockene, meist warme Umgebung versprüht, um die dabei entstehenden Tropfen einer Trocknung zu unterziehen. Gerade im Bereich der Düsen treten sehr viele Kollisionen der Tropfen auf (z. B. Macinnes und Bracco (1991), Hou und Schmidt (2006)), wodurch sich die Eigenschaften des trockenen Pulvers verändern. Jedoch sollen diese Pulver oft definierte Eigenschaften, wie eine gute Löslichkeit, eine geringe oder große Porosität, eine bestimmte Form oder eine bestimmte Größenverteilung aufweisen. Deshalb sind Tropfenkollisionen meist nicht erwünscht (aber kaum vermeidbar).

Sie führen zu einer Verbreiterung der Tropfengrößenverteilung oder einer Vermischung und so zu anderen Tropfeneigenschaften. Aus diesem Grund existieren verschiedene Ansätze, um bestimmte Kollisionsregime zu beschreiben, damit diese nicht im Betrieb eines Sprühturms durchlaufen werden. Ein Kollisionsregime zeichnet sich durch das Auftreten eines einzigen Kollisionsergebnisses aus. In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über die möglichen Ergebnisse bei der Kollision von Tropfen gegeben. Schließlich werden häufig verwendete Modelle zur Abgrenzung der Kollisionsregime vorgestellt.

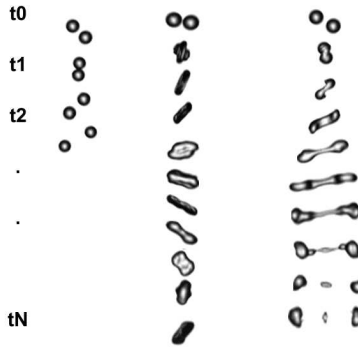
### 2.1.1 Klassifizierung von Tropfenkollisionen

Vor dem Stoß zweier Tropfen sind beide aufgrund des Erzeugungsprinzips sphärisch. Jeder Stoß von kugelförmigen Tropfen ist zum Zeitpunkt des Kontakts als zentral anzusehen, da sich stets eine Normale der Berührungspunkte durch die Tropfenschwerpunkte konstruieren lässt. Die Stöße sind exzentrisch, falls die Tropfen nicht sphärisch sind. Weiterhin muss noch unterschieden werden, ob es sich um einen geraden oder schiefen Stoß handelt. Bei dem schiefen Stoß spielt auch die Dimension eine Rolle. Ein gerader zentraler Stoß tritt auf, wenn zusätzlich zu der obigen Bedingung der Vektor der Relativgeschwindigkeit (Stoßrichtung) mit dem Richtungsvektor beider Tropfenschwerpunkte (Verbindungsline) zusammenfällt. Ansonsten handelt es sich um einen schiefen Stoß, der zwei oder dreidimensional sein kann (Bergmann und Schäfer (1990, S. 219)). Die Komplikationen der Schiefe des Stoßes bezüglich des Kollisionsergebnisses werden in Kapitel 5.3.1 intensiv untersucht.

Die Kollisionen lassen sich in unterschiedliche Ergebnisse klassifizieren, nämlich Bouncing (streifende Kollision; Abstreifen), Koaleszenz sowie reflexive und dehnende (stretching) Separation. Die dehnende und reflexive Separation unterscheiden sich formal durch die geometrische Lage bei der Kollision. Während die reflexive Separation nur bei niedrigen Werten des Auftreffwinkels  $B$  auftritt, kommt die dehnende



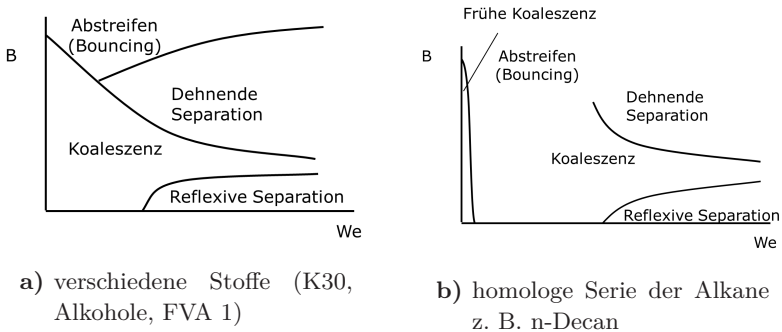
Separation nur bei größeren Auftreffwinkeln vor. Im Folgenden soll die streifende Kollision immer mit Bouncing bezeichnet werden, da dies ein standardisierter Begriff in der Fachliteratur ist und sich bisher keine deutsche Entsprechung etabliert hat. Bouncing geht mit einer reversiblen Deformation der Oberfläche (Kontaktfläche) einher, ohne dass diese aufreißt. Dabei erfolgt keine Vermischung der Tropfen. Nach der Kollision sind wieder zwei Tropfen erkennbar. Bei Koaleszenz reißt die Oberfläche auf und es bildet sich ein neuer Tropfen mit dem Durchmesser  $d$  entsprechend dem Volumen der kollidierenden Tropfen. Beide Zustände, Bouncing und Koaleszenz, sind im Gegensatz zur Separation stabile Zustände. Bei der Teilung der Tropfen tritt zunächst eine temporäre Vereinigung auf, die später unter Ausbildung eines zerreißenden Ligaments zerstört wird. Die Abbildung 2.1 zeigt den Sachverhalt.



**Abb. 2.1.** Kollisionen mit verschiedenem Ergebnis im zeitlichen Verlauf; links: Bouncing; Mitte: Koaleszenz; rechts: dehnende Separation;  $\Delta t = 161\mu\text{s}$ ,  $We \approx 30$ .

Man erkennt, dass sich das Kollisionsergebnis durch die geometrische Lage der Tropfen zueinander ändert. Wenn verschiedene geometrische Lagen und verschiedene Weberzahlen (also Relativgeschwindigkeiten) miteinander verknüpft werden, erhält man die typische Darstel-

lung der Ergebnisse im Auftreffwinkel-Weber-Diagramm, kurz *B-We*-Diagramm. Abb. 2.2 a) zeigt qualitativ das Ergebnis einer solchen Zusammenstellung. Mit steigender Relativgeschwindigkeit ist dann auch ein Zerplatzen (Splashing) der Tropfen möglich, was jedoch aufgrund der höheren Relativgeschwindigkeiten kaum technisch relevant erscheint. Das Diagramm lässt sich in verschiedene Regime unterteilen, in denen nur ein Kollisionsergebnis auftritt. Diese Regime lassen sich klar und reproduzierbar voneinander trennen. Die beiden Kennzahlen *B* und *We* aus Abb. 2.2 werden in Gln. (2.1)-(2.2) definiert, wobei die Definition für Gl. (2.2) in einem gesonderten Kapitel behandelt wird. Neben den zwei Kennzahlen *B* und *We* enthält die Auflistung weitere wichtige Kennzahlen, wie die Reynoldszahl *Re*, die Kapillarzah *Ca* und das Durchmesser Verhältnis  $\Delta$ , die im Verlauf der Arbeit diskutiert und an dieser Stelle bereits erwähnt werden sollen.



**Abb. 2.2.** Schematische Darstellung der Kollisionsregime,  
 a) für verschiedene Stoffklassen,  
 b) nach Jiang *et al.* (1992).

$$We = \frac{d_{Fl} \rho_{Fl} u_{rel}^2}{\sigma_{Fl}}, \quad (2.1)$$

$$B = \sin \left( \frac{P_{1,2} \cdot u_{rel}}{|P_{1,2}| |u_{rel}|} \right), \quad (2.2)$$

$$Ca = \frac{u_{rel} \eta_{Fl}}{\sigma_{Fl}} \equiv \frac{u_{rel}}{u_{relax}}, \quad (2.3)$$

$$Re = \frac{\rho_{Fl} d_{Fl} u_{rel}}{\eta_{Fl}}, \quad (2.4)$$

$$\Delta = \frac{d_L}{d_S}. \quad (2.5)$$

In den Gln. (2.1)-(2.5) sind  $d_{Fl}$  der mittlere,  $d_L$  der große und  $d_S$  der kleine Tropfendurchmesser,  $\rho_{Fl}$  die Massendichte der Flüssigkeit,  $\sigma_{Fl}$  die Oberflächenspannung der Flüssigkeit,  $\eta_{Fl}$  die dynamische Viskosität der Flüssigkeit,  $u_{relax} = \frac{\sigma_{Fl}}{\eta_{Fl}}$  die Relaxationsgeschwindigkeit und  $u_{rel}$  die Relativgeschwindigkeit der beiden Tropfen zueinander.  $P_{1,2}$  ist der Richtungsvektor zwischen den beiden Tropfenschwerpunkten. Der Index  $Fl$  kann im Folgenden weggelassen werden, da immer die Tropfeneigenschaften von Interesse sind und Verwechslungen damit ausgeschlossen sind. Die Herleitung der Relativgeschwindigkeit und die Bestimmung des dimensionslosen Auftreffwinkels  $B$  erfolgen im Abschnitt 4.

In verschiedenen Literaturstellen (Jiang *et al.* (1992), Qian und Law (1997)) wird die Behauptung aufgestellt, dass die Kollisionsregime von Wasser nicht mit denen der Alkane vergleichbar seien. Denn dort existierten andere Bereiche, wie z. B. die *Frühe Koaleszenz* oder der Bereich des Bouncing. Er erstreckt sich bei niedrigen Relativgeschwindigkeiten über den gesamten Bereich von  $B$ . Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit belegen, dass sich die Diagramme nicht prinzipiell unterscheiden, sondern lediglich in ihrer Ausprägung.

So wird dargestellt werden, dass sich mit steigender Feststoffbelastung allmählich analoge Bereiche wie bei Abbildung 2.2 b) ausbilden.

### 2.1.2 Einflussparameter auf das Kollisionsergebnis

Tropfen, die sich durch den Raum bewegen, sind einer Vielzahl unterschiedlicher Einflussparameter ausgesetzt. Neben den bereits genannten wichtigsten Einflussgrößen Relativgeschwindigkeit und stoffliche Parameter, die sich in der Weberzahl widerspiegeln, sowie der geometrischen Lage der Tropfen zueinander, existiert eine Vielzahl von weiteren Parametern, die erheblichen Einfluss auf das Kollisionsergebnis ausüben können. Die hier genannten Parameter werden exemplarisch aufgezählt, ohne hier deren Einfluss auf das Ergebnis exakt zu quantifizieren. Sie dienen als Überblick, wie vielschichtig sich das Problem der Kollision zweier Tropfen darstellt.

#### Stoffliche Parameter

In den letzten Jahrzehnten wurde eine Reihe von Experimenten durchgeführt, bei denen meistens Kollisionen von Alkan- (Jiang *et al.* (1992); Qian und Law (1997)), Wasser- (Ashgriz und Poo (1990)) oder Ethanoltröpfen (Estrade *et al.* (1999), Brenn *et al.* (2001)) bzw. Gemische von Wasser mit Ethanol (Gao *et al.* (2005)) untersucht wurden. Eine systematische Analyse des Einflusses der stofflichen Parameter (der dynamischen Viskosität  $\eta$  und der Oberflächenspannung  $\sigma$ ) auf das Ergebnis der Kollision veröffentlichte als erstes Jiang *et al.* (1992). Jedoch waren die Analysen auf wenige Systeme beschränkt und der untersuchte Bereich sehr klein. Spätere Arbeiten von Willis und Orme (2003) oder Gotaas *et al.* (2007a) erweiterten den Bereich zwar auf bis etwa 50 mPa s. Allerdings unterlagen die Experimente beider Arbeiten teilweise restriktiven Einschränkungen. Während Willis und Orme (2003) nur zentrale gerade Kollisionen im Vakuum untersuchen,

die nur eine geringe Relevanz aufgrund der Vielzahl von anderen geometrischen Lagen haben, beschränkt sich die Arbeit von Gotaas *et al.* (2007a) auf drei Glykole mit unterschiedlichem Molekulargewicht. Wegen der unterschiedlichen Konformation der Glykole wird eine systematische Analyse der Viskosität erschwert. Aufgrund der Tatsache, dass die Stoffdaten miteinander verbunden sind, lässt sich die Viskosität nur schwer von der Oberflächenspannung trennen, weshalb man bei der Veränderung der einen Größe die andere meist mit beeinflusst. Lediglich die Zugabe von oberflächenaktiven Substanzen würde keinen Einfluss auf die Viskosität haben. Dies ist aber bei Trocknungsprozessen ausgeschlossen, sodass im Verlauf einer Trocknung alle Stoffparameter simultan modifiziert und bei einer Analyse des Kollisionsverhaltens gleichzeitig betrachtet werden müssen.

### **Temperatur**

Die Temperatur hat einen starken Einfluss auf das Kollisionsergebnis (siehe Anhang A.2), denn durch die Erhöhung der Innentemperatur des Tropfens werden alle stofflichen Parameter, also Massendichte, Oberflächenspannung und Viskosität modifiziert, und somit ist ein verändertes Verhalten zu erwarten. Dies ist mit dem Einfluss eines anderen Stoffsystems oder der Steigerung des Feststoffgehalts hinsichtlich des Kollisionsergebnisses äquivalent. Dies zeigt umso mehr, dass in realen Sprühtrocknungsprozessen wesentliche Unterschiede bei den Kollisionsergebnissen auftreten können allein durch die Temperatur der Tropfen, die durch das umgebende Fluid bestimmt wird.

### **Strukturelle Eigenschaften des Poly-, Di- oder Oligomers**

Ein weiterer Einfluss ist in der Polymer-, Dimer- oder Oligomerlänge bzw. -struktur zu suchen. So können z. B. unterschiedlich verzweigte Polymere unterschiedlich stark mechanische Belastungen innerhalb derselben Matrix aufnehmen (Ehrenstein (2006, S. 103)). Während kurze Fasern (Dimere oder Oligomere oder niedermolekulare Polymere) (Ehrenstein (2006, S. 111 und 117)) unter Annahme einer stochastischen Lageverteilung in allen Raumrichtungen nahezu gleich beansprucht werden können, ist ein verzweigtes Polymer in der Lage, die Matrix nur in einzelnen Krafrichtungen zu verstärken (Ehrenstein (2006, S. 128 ff.)). Hingegen versagen Langfaser-verstärkte Komposite eher bei Druck- als bei Zugbeanspruchung. So ist es auch vorstellbar, dass je nach Typ und Anzahl der Molekülketten, auch wenn sie gelöst sind, diese als Keime für den Aufriss der Oberflächen wirken. Durch die strukturellen Eigenschaften ist es möglich, dass der zugehörige Auftreffwinkel verändert wird, der für den Aufriss der Oberfläche höchstens gegeben sein darf.

### **Feststoffgehalt**

Der Feststoffgehalt hat ebenfalls einen sehr großen Einfluss auf das Ergebnis einer Tropfenkollision. Er gibt den Massenanteil des Feststoffes in einer Lösung oder Suspension an. Bei einer Veränderung des Feststoffgehalts werden die stofflichen Eigenschaften implizit geändert und somit das Kollisionsverhalten erheblich beeinflusst. Andererseits stellt ein Anstieg des Feststoffgehalts eine Trocknung unter definierten Bedingungen dar, da während der Trocknung des gelösten oder auch suspendierten Feststoffes die Beladung innerhalb des Tropfens stetig zunimmt. Jedoch wird unter realen Trocknungsbedingungen eine Volumenabnahme durch Verdampfung des Lösungsmittels mit einer Konzentrationszunahme des Feststoffes einhergehen. Hieraus ergibt

sich eine kontinuierliche Veränderung der Stoffeigenschaften und auch möglicherweise der Oberflächenstruktur des flüssigen Tropfens.

### Umgebungsgas

Neben den Eigenschaften, die direkt aus der Beschaffenheit des eingesetzten Stoffes hervorgehen, ist es auch möglich, das umgebende Gas zu verändern. Die Arbeit von Qian und Law (1997) untersucht mehrere Einflussfaktoren des umgebenden Gases auf das Ergebnis der Kollision. So werden zum einen der Druck und zum anderen die Art des umgebenden Gases geändert, mit der Folge, dass sich Bouncing bei niedrigen Weberzahlen mit steigendem Druck über den gesamten Bereich erstreckt und sich ein Bild ähnlich dem bei Alkantropfen aus Abb. 2.2 b) ausbildet. Die Ursache liegt wahrscheinlich darin begründet, dass durch die Erhöhung des Umgebungsdrucks auch automatisch der Innendruck erhöht wird. Jedoch beinhaltet Gl. (2.6) eine zweite Einflussgröße, um den Innendruck zu erhöhen, nämlich die absolute Größe der Tropfen, die mit den Hauptkrümmungsradien zusammenhängen. Dieser Einfluss wurde bisher immer außer Acht gelassen. Mit Hilfe der Young-Laplace Gleichung (Young (1805), Laplace (Band 4, 1798-1825)) lässt sich der Innendruck für sphärische Tropfen wie folgt berechnen:

$$p_i = p_u + 2\frac{\sigma}{r}, \quad (2.6)$$

wenn  $p_i$  der Innendruck,  $p_u$  der Umgebungsdruck und  $r$  der Hauptkrümmungsradius des Tropfens sind. Bei erhöhtem Innendruck wird eine größere Kraft oder ein größerer Impuls benötigt, damit die Oberfläche aufreißt und Koaleszenz oder Separation auftreten können. Dies lässt sich beim Vergleich zwischen den eigenen Messungen (siehe Anhang A.4, Abb. A.7 a)) und Estrade *et al.* (1999) erkennen. Hier wurden unterschiedlich große Tropfen mit dem Resultat verwendet, dass

die Kollisionsregime verschoben sind. Die Veränderung des umgebenden Gases von Stickstoff zu Helium (Qian und Law (1997)) verursacht nur eine geringe Verschiebung des Beginns der Separation zu höheren Weberzahlen, aber zu deutlich höheren Auftreffwinkeln. Auch ist eine Vergrößerung des Bereichs des Bouncing bei niedrigen Weberzahlen zu erkennen.

### **Absoluter Durchmesser und Durchmesser Verhältnis**

Da in einem Sprühnebel bedingt durch den Zerstäuber, aber auch durch Kollisionen im Düsenahbereich meist eine sehr breite Größenverteilung vorliegt, werden Kollisionen von Tropfen unterschiedlicher Größe stattfinden. Dabei führt sowohl der absolute Durchmesser als auch ein von Eins verschiedenes Durchmesser Verhältnis (Qian und Law (1997), Ashgriz und Poo (1990)) zu einer Veränderung der Kollisionsregime. Dieser Einfluss lässt sich wahrscheinlich auf den Innendruck der Tropfen zurückführen, wodurch eine andere Dynamik möglich ist.

### **Oberflächenbeweglichkeit**

Oberflächenaktive Substanzen wirken sich ebenfalls auf das Kollisionsergebnis aus. So lagern sich diese Stoffe meistens an der Oberfläche an und bewirken dadurch eine Reduktion der Oberflächenspannung. Sie beeinflussen damit neben der Oberflächenspannung auch die Beweglichkeit der Oberfläche, mit der Folge, dass während des Kollisionsvorgangs die Oberfläche leichter verschoben werden kann und somit empfindlicher für einen Aufriss (Jeelani und Hartland (1998)) wird. Jeelani und Hartland (1998) beschäftigen sich mit dem Stoßvorgang zweier nicht mischbarer Flüssigkeiten unter Beachtung der Oberflächenbeweglichkeit. Aytouna *et al.* (2010) führen experimentelle Untersuchungen von Tropfen verschiedener Oberflächenspannung durch, wobei das Kollisionsverhalten von Tropfen mit einer festen nicht benetzbaren Wand untersucht wird. Die Verfasser zeigen, dass nicht nur



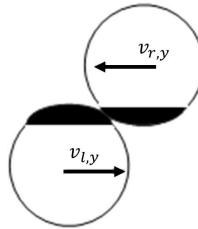
die Gleichgewichtsoberflächenspannung, sondern auch die dynamische Oberflächenspannung für das Verhalten der Tropfen eine wesentliche Rolle spielen.

Aus den bisherigen Darlegungen lässt sich erkennen, dass bei der experimentellen Untersuchung der Kollision von Tropfen immer mehrere Einflussfaktoren gleichzeitig modifiziert werden. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, stoffliche Parameter über geeignete Ähnlichkeitskennzahlen miteinander zu verknüpfen und in Beziehung zu setzen, um anschließend die Suche nach gemeinsamen Eigenschaften zu beginnen. Im nachfolgenden Abschnitt werden die analytischen Modelle zur Abgrenzung einzelner Kollisionsregime verschiedener Literaturstellen vorgestellt, die für die Diskussion der Ergebnisse benötigt werden.

### 2.1.3 Modellierung von Tropfenkollisionen

In den letzten Jahrzehnten hat sich eine Reihe von Wissenschaftlern speziell mit der Kollision von Tropfen beschäftigt, um deren Kollisionsergebnis zu beschreiben, damit verlässlichere Vorhersagen für die Berechnung von Sprühtürmen gegeben werden können. Die Beschreibung konzentriert sich auf ein bestimmtes Stoffsystem oder maximal eine kleine Gruppe ähnlicher Systeme auf die Abgrenzung einzelner Regime voneinander (Jiang *et al.* (1992), Gotaas *et al.* (2007a), Ashgriz und Poo (1990), Estrade *et al.* (1999), Qian und Law (1997)). Im Folgenden werden nun wesentliche Modelle für die Beschreibung der Grenzverläufe vorgestellt und diskutiert. Dabei beschränkt sich die Darstellung der Modelle auf analytisch beschreibbare Funktionen, mit deren Hilfe Regime definiert werden können. Daneben gibt es noch eine Vielzahl von numerischen Methoden, wie z. B. Euler-Lagrange (Rüger *et al.* (2000), Post und Abraham (2002), Apte *et al.* (2003)), Smoothed particle dynamics (Melean und Di Sigalotti (2005)), Lattice-Boltzmann-Methoden (Sakakibaraa und Inamuro (2008), Inamuro *et al.* (2004)) oder Volume-of-Fluid-Methoden (Focke und Bothe (2012), Gotaas *et al.* (2007a), Dai und Schmidt (2005), Jiang und James (2007)). Jedoch

wird in dieser Arbeit eine analytische Beschreibung des Kollisionsvorgangs gesucht, weshalb von der Darstellung der numerischen Methoden Abstand genommen wird. Bei Diskussion der Ergebnisse finden ausgewählte Modelle weitere Anwendung. Für die Beschreibung der Grenzlinien zwischen zwei Kollisionsregimen verwenden alle Literaturstellen das Interaktionsvolumen zweier stoßender Tropfen als Basis für die Herleitung und die anschließende Berechnung des Grenzverlaufs. Bei dem Interaktionsvolumen handelt es sich um eine im Relativkoordinatensystem vorhandene Überlappung von Kugelkappen. Im Spezialfall eines geraden zentralen Stoßes wird das Interaktionsvolumen maximal und es stoßen zwei Vollkugeln miteinander. Die Abbildung 2.3 zeigt den Sachverhalt.



**Abb. 2.3.** Veranschaulichung des Interaktionsvolumens (schwarz).

### Modell von Ashgriz und Poo (1990)

Das Modell von Ashgriz und Poo grenzt den Bereich der Koaleszenz von dem der Separation von Wassertropfen verschiedener Durchmesser verhältnisse ab. Dabei wird unterschieden, ob das angrenzende Regime die deh nende oder reflexive Separation ist. Ausgehend von einem Schwerpunktkoordinatensystem werden die Energiebilanzen aufgestellt, wobei gefordert wird, dass bei der Kollision nicht das gesamte Volumen wichtig ist, sondern nur ein Teil, das Interaktionsvolumen, welches abhängig vom Auftreffwinkel ist. Für die reflexive Separation

folgt für die Energiebilanz

$$K_r = K_e + K_c - K_s \quad (2.7)$$

mit  $K_r$  als reflexive kinetische Energie,  $K_e$  als freie kinetische Energie, welche durch oberflächenspannung-induzierte Ströme hervorgerufen wird,  $K_s$  als Dehnungsenergie und  $K_c$  als kinetische Energie der Gegenströmungen. Nach Einsetzen der Definitionen und einigen Umformungen erhält man für die reflexive Separation:

$$We = \frac{4(1 + \Delta^3)^2 [3(1 + \Delta)(1 - B)](\Delta^3\phi_S + \phi_L)^{\frac{1}{2}}}{\Delta^2[(1 + \Delta^3) - (1 - B^2)(\phi_S + \Delta^3\phi_L)]}, \quad (2.8)$$

wobei

$$\phi_S = \begin{cases} 1 - \frac{1}{4\Delta^3} (2\Delta - \tau)^2(\Delta + \tau), & h > 0.5d_S \\ \frac{\tau^2}{4\Delta^3} (3\Delta - \tau), & h < 0.5d_S \end{cases}$$

$$\phi_L = \begin{cases} 1 - \frac{1}{4} (2 - \tau)^2(1 + \tau), & h > 0.5d_L \\ \frac{\tau^2}{4} (3 - \tau), & h < 0.5d_L \end{cases}$$

und  $\tau = (1 - B)(1 + \Delta)$  die Substituten obiger Gleichung sind.  $\phi_S$  und  $\phi_L$  sind die Anteile des Interaktionsvolumens des größeren und des kleineren Tropfens und  $h$  die Breite der Überlappungsregion. Die wichtigste Annahme für das Auftreten der reflexiven Separation besteht darin, dass  $K_r \geq 0.75\sigma\pi (d_L^3 + d_S^3)^{\frac{2}{3}}$ , also die reflexive kinetische Energie der vereinigten Masse größer als 75 % seiner Oberflächenenergie ist.

Bei der dehrenden Separation ist aufgrund der Definitionen von Ashgriz und Poo und des großen Auftreffwinkels nur noch ein kleines Interaktionsvolumen vorhanden und die Energiebilanz reduziert sich auf

folgende Forderung: Die totale effektive kinetische Dehnungsenergie  $K_{si}$  muss größer als die Oberflächenenergie  $S_{si}$  des Interaktionsvolumens sein:

$$K_{si} \geq S_{si} \quad (2.9)$$

$$K_{si} \geq \sigma(2\pi h V_L \tau (\Delta^3 \phi_s + \phi_l))^{\frac{1}{2}}. \quad (2.10)$$

Somit ergibt sich wieder nach einigen Rechenschritten die Formel für die Grenzlinie der dehrenden Separation:

$$We = \frac{3 [7(1 + \Delta^3)^{\frac{2}{3}} - 4(1 + \Delta^2)] \Delta (1 + \Delta^3)^2}{\Delta^6 \eta_S + \eta_L}. \quad (2.11)$$

Die geometrischen Parameter  $\eta_S$  und  $\eta_L$  werden als Substitute in Gl. (2.11) eingeführt und sind wie folgt definiert:  $\eta_S = 2(1 - \xi)^2(1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}$ ,  $\eta_L = 2(\Delta - \xi)^2(\Delta^2 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} - \Delta^3$  und  $\xi = 0.5 B (1 + \Delta)$ .

### Modell von Jiang *et al.* (1992)

Dieses Modell wurde zur Beschreibung der Grenzlinie zwischen Koaleszenz und dehrender Separation entwickelt. Im Gegensatz zu der eben beschriebenen Methode der Bilanzierung der Energien wird hier die Impulserhaltung benutzt. Dabei wird der Einfluss der Viskosität mit berücksichtigt. Bei dem Stoßvorgang wird ein Koordinatensystem so gewählt, dass die Geschwindigkeitskomponenten tangential und normal auf der Verbindungslinie der Tropfenschwerpunkte stehen. Nach einigen Annahmen wird die Impulserhaltung für jede Einzelmasse angewendet:

$$\rho \frac{4}{3} \pi r^3 u_N = \int_0^\tau (F + D) dt, \quad (2.12)$$

dabei sind  $F$  eine oberflächenbezogene Kraft und  $D$  die viskose Kraft. Nach Einsetzen und Entdimensionierung folgt die Gl. (2.13):

$$B = \frac{C_a}{We^{\frac{1}{2}}} \left[ 1 + C_b \frac{\eta}{\sigma} \left( \frac{\rho d}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (2.13)$$

wobei die Oberflächenspannung  $\sigma$ , die Viskosität  $\eta$  und die Massendichte  $\rho$  des jeweiligen Stoffsystems zu verwenden sind. Die Konstanten  $C_a$  und  $C_b$  sind Anpassungsparameter. Jedoch unterscheidet sich das Modell in einem wesentlichen Punkt von dem Modell von Ashgriz und Poo. Während Ashgriz und Poo einen Zusammenhang aufgestellt haben, welcher ohne jegliche Anpassungswerte auskommt, können bei Jangs Modell gleich zwei Parameter angepasst werden, sodass dieses Modell keine a priori Vorhersagen treffen kann, sondern lediglich eine bessere Anpassungsfunktion ist. Wenn es jedoch gelingt, die Anpassungsparameter so zu bestimmen, dass diese für verschiedene Systeme anwendbar sind, dann könnten die Parameter eine physikalische Bedeutung bekommen.

### Modell von Estrade *et al.* (1999)

Dieses Modell wurde auf der Grundlage von Kollisionsexperimenten mit Ethanoltröpfchen gewonnen. Dabei wird von einer ertragbaren Deformation der Oberfläche ausgegangen, bei der die Oberfläche noch nicht aufreißt. Es wird eine Energiebilanz formuliert, die ein Energietransport zwischen Gas und Tropfen und eine viskose Dissipation  $D$  ausschließt:

$$E_{Ce} + E_{Cd} + E_{Si} = E_{Sf} + E_{rot}, \quad (2.14)$$

wobei  $E_{Cd}$  die anfängliche kinetische Energie des Interaktionsvolumens,  $E_{Si}$  die initiale und  $E_{Sf}$  die finale Oberflächenenergie,  $E_{rot}$  die

Rotationsenergie der Tropfen und  $E_{C_e}$  die anfängliche kinetische Energie des Restvolumens sind. Nach einigen Umstellungen und Einsetzen der Definitionen kommen Estrade et al. zu Gl. (2.15):

$$We = \frac{\Delta(1 + \Delta^2)(4\Psi - 12)}{\chi_l \sqrt{1 - B^2}}. \quad (2.15)$$

Die Substitute sind

$$\chi_l = \begin{cases} 1 - 0.25(2 - \tau)^2(1 + \tau), & \tau > 1 \\ 0.25\tau^2(3 - \tau), & \tau \leq 1 \end{cases}$$

und  $\tau = (1 - B)(1 + \Delta)$ .

## 2.2 Bildverarbeitung

Die Bildverarbeitung besitzt eine zentrale Rolle bei der Auswertung der Kollisionen, da diese über eine Hochgeschwindigkeitskamera als Bildfolge aufgenommen werden. Es stellt sich zunächst die Frage, warum ein bildgebendes Verfahren verwendet wird. Die Vorteile liegen klar auf der Hand: Zum einen sind solche Verfahren nicht invasiv, wodurch die Strömung nicht gestört wird, zum anderen ist es damit möglich, den Strömungsvorgang zeitlich aufzulösen und ihn visuell zur Verfügung zu stellen. Daher ist wichtig, alle wesentlichen Bildverarbeitungsschritte detailliert zu beschreiben. Dieses Kapitel stellt für die Analyse des Kollisionsvorgangs wesentliche Bildfilter vor. Es existieren bedeutend mehr Bildverarbeitungsfilter, die jedoch für die Auswertung nicht benötigt werden.

### 2.2.1 Löcherfüllfilter

Bei einer Hintergrundbeleuchtung, wie sie in der vorliegenden Arbeit angewendet wird, treten bei durchsichtiger Flüssigkeit immer Glanzpunkte auf. Diese Glanzpunkte erscheinen mittig im Tropfen (tatsächlich treten sie aber an der Oberfläche des Tropfens auf) und rühren

daher, dass das Licht bei senkrechter Einstrahlung der Lichtquelle auf die Tropfenoberfläche, also parallel zur Blickrichtung der Kamera, ungehindert den Tropfen passieren und als helle Stelle im Inneren des Tropfen sichtbar wird. Bei schräger Einstrahlung des Lichts wird es gebrochen und der Tropfen erscheint schwarz vor hellem Hintergrund. So ist die Lichtquelle bei entsprechender Vergrößerung des Glanzpunktes als Ganzes erkennbar. Wenn man sich die Grauwertverteilung des Tropfens mit Glanzpunkt anschaut (Histogramm), erscheinen die weißen Stellen wie Löcher in dem Histogramm. Daher stammt auch der Name des Bildfilters. Diese Löcher müssen gefüllt werden, da sonst die nachfolgende Bildauswertung fehlerhaft werden kann oder zumindest erschwert wird. Der Löcherfüllfilter basiert auf einer geodätischen Transformation des Bildes. Das folgende Zitat stammt von Soille (2004, S. 208) und gibt die Definition des Löcherfüllfilters an:

The holes of a binary image correspond to the set of its regional minima which are not connected to the image border. This definition holds for grey scale images. Hence, filling the holes of a grey scale image comes down to remove all minima which are not connected to the image border, or, equivalently, impose the set of minima which are connected to the image border.

Dies bedeutet, dass innerhalb verbundener Objekte eine Maske angewendet wird, die mit Hilfe eines Erosionsfilters, der dunkle Stellen in einem Graustufenbild vergrößert, die hellen Stellen an den maximalen, lokalen Grauwert anpasst, jedoch dabei die Grenzlinie des Objekts im Originalbild nicht verändert. Dabei arbeitet sich der Filter vom Rand zur Mitte, wodurch ein Anheben des mittleren Grauwerts in dem Objekt erreicht wird und die Glanzpunkte verschwinden. Dieser Filter lässt sich sehr gut auch bildlich veranschaulichen: Wenn man sich die Grauwertverteilung als Gebirge denkt und von der Spitze (Rand des Objekts) aus Wasser (Erosionsfilter) ins Tal fließen lässt, so werden alle Löcher (Täler) allmählich geschlossen, bis das Tal aufgefüllt ist.

### 2.2.2 Binarisierungsfiler

Dieser Filter gehört zur Gruppe der Schwellwertverfahren, wobei ein Graustufenbild in ein Binärbild umgewandelt wird, das über einen Schwellwert gesteuert wird. Dabei wird beim Überschreiten eines bestimmten Grauwertes (Schwellwert), der beliebig sein kann, der aktuelle Pixel auf schwarz und bei Unterschreiten des Grauwertes auf Weiß gesetzt. Es existiert eine Reihe von Möglichkeiten, diesen Schwellwert festzulegen, jedoch soll hier nur die Methode kurz erläutert werden, die in der vorliegenden Arbeit angewendet wird. So wird der Schwellwert automatisch bestimmt, wofür das Histogramm (also die Grauwertverteilung) des Bildes in zwei Klassen, Vorder- und Hintergrund aufgeteilt wird. Dies geschieht nach der *Otsus cluster variance maximization Methode* (Otsu (1979)). Hierbei wird die Varianz innerhalb einer Klasse minimiert, während die Varianz zwischen den Klassen maximiert wird. Nach der Bildung beider Varianzenquotienten wird derjenige Schwellwert gesucht, bei dem dieser Quotient maximal ist. Anhand des soeben bestimmten Grauwertes werden nun die Pixel entsprechend ihres eigenen Wertes entweder als Vorder- oder Hintergrund gesetzt.

### 2.2.3 Gradientenfilter

Der Gradientenfilter stellt den zentralen Schritt bei der Vorverarbeitung der Bilder dar, weil hier aus den gefundenen Objekten des morphologischen Filters die Konturen bzw. Kanten bestimmt werden, die für die spätere Auswertung benötigt werden. Dabei existieren verschiedene Methoden, wie Sobelfilter, Gaussfilter oder auch Besselfilter (s. Jähne (2002, S.334 ff.)). Das Merkmal von Kanten zwischen Objekten ist ein sprungartiger Anstieg oder Abfall der Grauwertverteilung. Deshalb wird der Gradient der Pixelnachbarschaft bestimmt. Die hier verwendete Methode heißt *discrete derivatives of a Gaussian smoothing filter pixel radius*, wie sie bereits von Canny (1986) verwendet wurde. Ein Pixelradius von eins liefert bei den vorhandenen Bildern

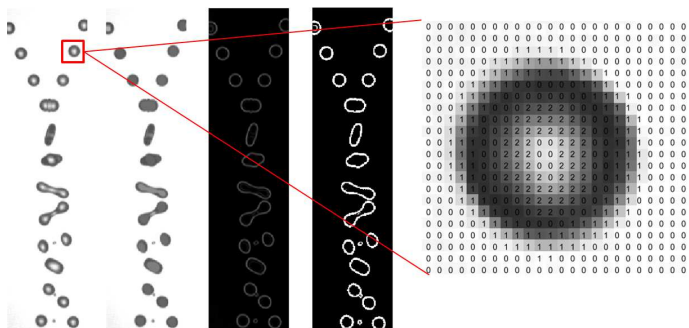


die besten Ergebnisse. Details zur Arbeitsweise können entweder bei Canny (1986) oder in zusammengefasster Form bei Jähne (2002, S. 334) nachgelesen werden.

### 2.2.4 Morphologischer Filter

Der morphologische Filter erzeugt aus Einzelpixeln eines Bildes zusammenhängende Pixelgruppen, die Objekte genannt werden. Dabei wird zeilenweise vorgegangen und jeder Hintergrundpixel (schwarz) mit einer 0 identifiziert. Wird ein heller Pixel gefunden, so wird diesem Pixel eine fortlaufende Markierung gegeben. Zusammenhängende Pixel, die über eine 4-er oder 8-er Nachbarschaft verfügen, werden dabei so gruppiert, dass sie die selbe Markierungsnummer wie der erste gefundene Pixel in dem Objekt erhalten. Dadurch können zunächst verschiedene Objekte innerhalb einer oder mehrerer Zeilen vorliegen, obwohl diese zwei Objekte zusammengehören. Sobald aber in den danach folgenden Zeilen eine Nachbarschaftbeziehung hergestellt werden kann, werden alle Pixel des vermeintlich zweiten Objekts dem ersten zugeordnet. Alle weiteren Markierungsnummern werden entsprechend angepasst. Diese grobe Beschreibung trifft den Kern, wobei technische Details entweder bei Soille (2004, ab S. 242), Jähne (2002, ab S. 494) oder in der Dokumentation von Mathematica nachgelesen werden können. Im Folgenden werden die einzelnen Filter ausgehend von einem Rohbild (vgl. Abb. 2.4) exemplarisch vorgestellt.

Aufgrund der eindeutigen Abtrennung und der geringen Anzahl der einzelnen Tropfen bei gleichzeitig homogenem Hintergrundlicht wird in Abb. 2.4 gut ersichtlich, dass diese wenigen Filter völlig ausreichend sind, um eine Bildvorverarbeitung zu gewährleisten. Diese Filter sind jedoch auch notwendig, wie das letzte Bild der soeben gezeigten Abbildung verdeutlicht. Bei der Anwendung des morphologischen Filters ohne vorherige Entfernung der Glanzpunkte, werden diese Glanzpunkte als separate Objekte innerhalb des umgebenden Objektes identifiziert, was zu einer fehlerhaften Interpretation der Größe und Geschwindigkeit



**Abb. 2.4.** Anwendung der beschriebenen Filter auf ein Rohbild; Von links: Rohbild, Löcherfüllfilter, Gradientenfilter, Binarisierungsfiler, Morphologischer Filter auf ein Gradientenbild ohne Löcherfüllfilter.

führen kann. Nur wenn die vorherigen Schritte durchgeführt werden, findet auch eine zutreffende Zuordnung der Tropfenkontur statt.

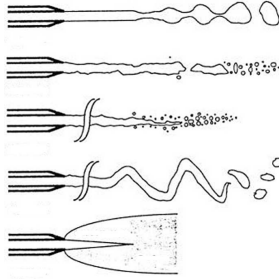
## 2.3 Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls

Der Austritt eines Flüssigkeitsstrahls aus einer Öffnung wird seit fast 200 Jahren erforscht. Um 1878 entwickelt Rayleigh (1878) die Stabilitätsanalyse für das Zertropfen von Flüssigkeiten. Dabei interpretiert Rayleigh die Ausbildung von Tropfen als von äußeren Störungen und der Oberflächenspannung verursachten Instabilität des Strahls. Mit Hilfe eines geometrischen Ansatzes leitet er ein Kriterium für die Stabilität eines Flüssigkeitsstrahls in seiner Umgebung her. Dabei wird eine Störung auf den Strahl durch das umgebende Fluid übertragen, die entweder von der Flüssigkeit gedämpft oder angefacht werden kann. Sofern die Störung eine Anfachung erfährt, muss noch die Störung gewählt werden, deren Amplitude am schnellsten wächst und somit für den Strahlaufritt verantwortlich ist. Rayleigh gibt eine Gleichung zur Berechnung dieser Störung für den zwei- und den dreidimensionalen Fall an.

Genauere Untersuchungen hinsichtlich des Strahlzerfalls für zähe und nicht zähe Medien führt Haenlein (1931) durch, dessen Ergebnisse von Weber (1931) für eine quantitative Beschreibung des Strahlzerfalls genutzt werden. Dabei wendet er Bilanzgleichungen (Kontinuitäts- und Navier-Stokes-Gleichungen) auf einen zylinderförmigen Strahl mit unendlicher Ausdehnung an und führt zusätzlich Überlegungen zu den Kräften durch, die durch die Oberflächenspannung verursacht werden. Ihm gelingt es, eine exakte und eine Näherungslösung für die Wachstumsrate der angefachten Störung herzuleiten. Somit kann bei dem Zertropfen die Zerfallszeit und Zerfallslänge bei zähen und nicht zähen Flüssigkeiten bestimmt werden.

Im Gegensatz zu Rayleigh, der die Luft vernachlässigte, bezog Weber sie mit in seine Überlegungen ein und erreichte dadurch eine verbesserte Beschreibung des Zertropfens und des Zerwellens. Schließlich fand er eine Beschreibung der Strahllänge als Funktion von der Strahlgeschwindigkeit, bei der der lineare Teil der Zerfallskurve wiedergegeben werden kann.

Spätere Arbeiten untersuchten neben laminaren Flüssigkeitsstrahlen auch den Zerfall von turbulenten Strahlen bis hin zur Zerstäubung des Strahls. Anhand dieser Untersuchungen wird der Strahlzerfall im Wesentlichen in vier Bereiche und einen Übergangsbereich unterteilt (vgl. Abb. 2.5).



**Abb. 2.5.** Schematische Darstellung des Strahlzerfalls; Von oben: Abtropfen, Rayleigh-Zerfall, laminar-turbulenter Übergang, Zerwellen, Zerstäubung (Abb. nach Sommerfeld (2005)).

Die Einteilung der Zerfallsbereiche eines runden Flüssigkeitsstrahls wurde zuerst von Ohnesorge (1936) vorgenommen:

- Langsames Abtropfen von der Düse unter Gewichtswirkung (keine Strahlbildung)  
 $Re \leq 1.2$
- Auflösung des zylindrischen Strahls durch achsensymmetrische Oberflächenschwingungen (Rayleighzerfall)  
 $Re \leq 1.74 \cdot 10^4$
- Auflösung des Strahls durch Zerwellen oder Zerschrauben (nach Haenlein-Weber)  
 $\sqrt{ReWe} \geq (1.74 \dots 94.0) \cdot 10^4$
- Zerstäubung des Strahls  
 $\sqrt{ReWe} \geq 94.0 \cdot 10^4$

Im folgenden Kapitel wird vorgestellt, wie sich Prozesse verhalten, wenn im System Freiheitsgrade vorhanden sind. Ordnungsprinzipien steuern die Nutzung der Freiheitsgrade. Naue und Bärwolf (1992) haben ein Konzept der Prozessbeurteilung entwickelt, womit die optimale Aufteilung von Impuls und Energie in den Impuls und in die Energie der Haupt- und Strukturbewegung bestimmt werden können.

## 2.4 Ordnungsprinzipien und optimale Prozesse

Natürliche Prozesse verhalten sich unter gleichen Bedingungen identisch, weil sie zum einen den Erhaltungssätzen von Masse, Impuls, Drehimpuls und Energie unterliegen und zum anderen auch Ordnungsprinzipien gehorchen, die als Ergänzung zu den Erhaltungssätzen existieren. Sie bewirken eine Bestanpassung an die äußeren Gegebenheiten mit den vorhandenen Ressourcen (Energie, Impuls, Masse, etc.), sodass mögliche Freiheitsgrade im System optimal durch die innewohnenden Prinzipien genutzt werden. Ein sehr bekanntes Beispiel ist das Prinzip des kleinsten Zwangs in der Chemie von Le Chatelier und Braun. Hier weichen chemische Reaktionen äußeren Gegebenheiten (z. B. Umgebungsdruck, Abziehen des Produkts etc.) aus, indem die Änderung der Reaktionsbedingungen mit einer Gleichgewichtsveränderung kompensiert wird.

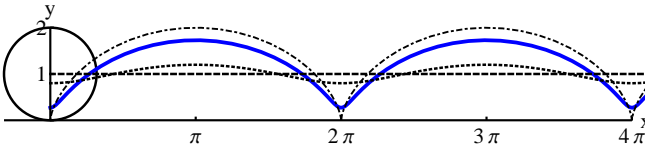
Ein bemerkenswertes weiteres Phänomen ist die Phasenorganisation in Aggregatzuständen. Während bei Flüssigkeiten ein scheinbar mehr oder weniger loser Zusammenhalt besteht, wird bei Festkörpern eine sehr regelmäßige Struktur aufgebaut, bei denen der Abstand der Atome innerhalb der Gitterketten zueinander über tausende Atomdurchmesser konstant ist. Aber auch die Formen oder Strukturen, die uns im täglichen Leben begegnen, weisen häufig Muster auf. So haben viele Pflanzen immer eine bestimmte Anzahl von Blättern, die sich meist mit den Fibonacci-Zahlen beschreiben lassen, die im asymptotischen Grenzfall letztendlich den Goldenen Schnitt darstellen.

Dabei soll hier keineswegs eine Mystik aufgebaut werden, jedoch sei die Feststellung erlaubt: In der Natur existieren Ordnungsprinzipien, denen natürliche und auch technische Prozesse unterworfen sind. Dabei stellen die Erhaltungssätze die Bilanzen dar, jedoch geben sie keinen Anhaltspunkt über die Ausgestaltung der Strukturen. Dabei ist unter dem Begriff *Struktur* nicht der bloße Formcharakter zu verstehen. Vielmehr handelt es sich dabei um Zustände, die so existieren, dass sie den umgebenden Einflüssen optimal angepasst sind.

Neben dem bereits aus der Chemie genannten Beispiel soll nun auf ein wesentliches Instrument für die Beurteilung von Prozessen hinsichtlich ihrer Strukturausbildung durch ein Ordnungsprinzip vorgestellt werden. Dabei bedienen sich Naue und Bärwolff (1992) des Konzepts der Informationsentropie, das zuerst von Shannon (Juli und Oktober, 1948) in die Nachrichtentechnik eingeführt wurde. Hierbei wird eine optimale Kodierung eines zu übertragenden Signals oder einer Verteilung gesucht, bei der das Signal eine Prozessgröße oder eine Variable ist. Die gesuchte Kodierung ist ein Ersatz für das ursprüngliche Signal, bei reduziertem Aufwand für die Übertragung und gleichzeitiger Redundanz innerhalb der Kodierung. Dies ist vergleichbar mit den Tasten eines Klaviers. Wenn zwei unterschiedliche Töne gleichzeitig angeschlagen werden, so lässt sich der Klang beider Töne nach den Überlegungen von Shannon durch einen Ersatzton substituieren, der beim Klavier eine dazwischen liegende Taste ist.

Die Ableitung des Ordnungsprinzips von Naue erfolgt auf der Grundlage der Bewegung von Wirbelballen. Diese Wirbel rotieren beim Transport durch das Fluid, wobei die Bewegung im Kern mit einem Rollvorgang eines Zylinders vergleichbar ist. Die Art des Abrollens, d.h. der zurückgelegte Weg eines Teilchens, kann zunächst beliebig sein (vgl. Abb. 2.6). Naue sucht für diesen Prozess nach dem optimalen Weg für ein Teilchen. Die Abb. 2.6 zeigt mögliche Wege eines Teilchens beim Abrollvorgang eines Zylinders, wobei sich je nach Startposition  $r_z$  der zurückgelegte Weg  $s_t$  ändert.

Für Werte von  $r_z < R$  (Einheitskreis) spricht man von einer verkürzten Zyклоide,  $r_z > R$  von einer verlängerten und  $r_z = R$  einer gewöhnlichen Zyклоide (neuerdings wird diese Darstellung bei der Beschreibung der Bewegung eines Teilchens bei Wasserwellen verwendet (siehe Büsching (2002))).



**Abb. 2.6.** Schematische Darstellung des zurückgelegten Weges eines Teilchens beim Abrollvorgang eines Zylinders auf einer Geraden für unterschiedliche Startpositionen, Typen der Linien: gestrichelt -  $r_z=0$ , gepunktet -  $r_z=1$ , strichgepunktet -  $r_z=0.2$ , durchgezogen - optimaler Weg bei  $r_z=0.73$ .

Alle dargestellten und weiteren Wege eines Teilchens in Abb. 2.6 sind zunächst zueinander gleichberechtigt, wobei aus physikalischer Sicht nicht jeder Weg günstig ist. Während der eine Extremfall ( $r_z=0$ ) eine lineare Bewegung beschreibt, müssten die Teilchen beim Erreichen des Extremums ( $r_z=1$  bei  $R=1$ ) sich um nahezu  $180^\circ$  drehen, was mit sehr hohen Beschleunigungen verbunden wäre. Die Bewertung des optimalen Wegs aus einer Menge von gleichberechtigten Wegen geschieht durch die Informationsentropie, welche von Shannon in der Kybernetik eingeführt wurde. Im Gegensatz zur thermodynamischen energieskalierten Entropie ist die Informationsentropie dimensionslos und keine Zustandsgröße, weshalb sie sich daher zur Beurteilung verschiedenster Prozesse eignet.

Dieses Konzept der Prozessbewertung überträgt Naue auf Strömungsvorgänge. Prozesse, wie z. B. der turbulente Strömungsprozess, bei dem die Aufspaltung der Bewegung (Eigenschaften wie kinetische Energie, Bewegungsgröße, etc.) in Haupt- und Strukturbewegung hinsichtlich

des transportierten Impulses und Energie von Interesse sind, können durch eine Bewertung mit der Informationsentropie miteinander verknüpft werden, sodass die Aufteilung der Bewegung optimal wird und Freiheitsgrade im System optimal genutzt werden. Optimale Prozesse sind also jene Prozesse, bei denen die Informationsentropie maximal wird, was eine Bestanpassung des Prozesses an äußere Belastungen widerspiegelt. Der Prozess besteht dabei aus einer Hauptbewegung und einer Strukturbewegung, wobei sich die Strukturbewegung aus der Hauptbewegung speist. Es existieren also Bereiche im betrachteten Gebiet (Aufenthaltsbereich  $B_A$ ) höherer und niederer Struktur, was von Naue als strukturiertes Fluid bezeichnet wird.

Schlussendlich ist die Informationsentropie ein Maßstab für die optimale Aufteilung der vorhandenen Ressourcen (Energie, Impuls, Drehimpuls, etc.) und ermöglicht gleichzeitig die Verknüpfung von Teilprozessen. Mit der thermodynamischen Entropie ist dies nicht möglich, weil nicht energieskalierte Größen, wie der Impuls, nicht bewertbar sind. Die Betrachtungen Naues gehen über die einfache Bewertung eines Prozesses hinaus, indem er zwischen innewohnenden Prozessen, die miteinander in Konkurrenz treten, und Prozessen unterscheidet, die durch Aufprägung äußerer Parameter bestimmt werden. Sie werden als konkurrierende und sequentielle Prozesse bezeichnet. Konkurrierende Prozesse der rollenden Bewegung können z. B. mit einem optimalen Gewicht des Phasenversatzes der Wellenfelder dargestellt werden. Dieses Gewicht des Phasenversatzes wird von Naue mit  $phas_1$  und  $phas_2$  für konkurrierende Wellenpakete bezeichnet. Die Definitionen für die Gewichte sind:

$$phas_1 = \frac{1}{e}, \quad (2.16)$$

$$phas_2 = \left(1 - \frac{1}{e^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.17)$$



Die Phasenverschiebung kann je nach Lage des Versatzes entweder Konvektions- und Konduktionsprozesse anfachern oder abschwächen, was durch das Vorzeichen von  $phas_n$  bestimmt wird. Der zyklidenartige Rollvorgang und die optimale Verschiebung gemäß Gln. (2.16)-(2.17) führen zu der Schlussfolgerung, dass optimale Wellenprozesse in einer Hauptbewegung durch optimal zueinander verschobene Wellen erzeugt werden. Der optimale Teilchenweg aus der Betrachtung der Zyklidenbewegung stellt die Ausgangsbasis für die Herleitung der in der Arbeit verwendeten Kennzahl  $K$  für optimale Rollprozesse dar. Im Anhang B gibt es hierzu weitere Erläuterungen. Es ergibt sich für optimale Rollprozesse:

$$K = \left[ 2\pi \left( 1 + \frac{e-1}{6e} \right) \right] = 6.9451. \quad (2.18)$$

Für  $n$ -dimensionale Strukturbewegungsprozesse ist

$$K_n = K^n. \quad (2.19)$$

Die Dimensionalität  $n$  der Strukturbewegung ist im 3D-Fall noch geometrisch interpretierbar. Spätestens für Dimensionen  $n \geq 4$  fehlt diese Anschaulichkeit und ist besser durch einen Phasenraum zu ersetzen, in dem die  $n$  Wellenpakete durch die Phasenverschiebungen zueinander zu charakterisieren sind. Je nach der Dimension  $n$  im Phasenraum lassen sich anhand der Kennzahl kritische Zustände beschreiben. So stellt  $K^4 = 2326$  diejenige Reynoldszahl dar, die den Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Rohrströmung kennzeichnet.  $K^3 = 335$  ist identisch mit der kritischen Weberzahl, bei der aufsteigende Blasen zerfallen. Ab einer Reynoldszahl von  $K^2 = 48.2$  beginnen Oseenwirbel instabil werden. Die Kennzahl  $K$  ist nicht ausschließlich auf turbulente Strömungen begrenzt. Vielmehr ist sie bei der Betrachtung von schwingfähigen Systemen anwendbar, wodurch sie einen allgemeineren Charakter als Ordnungsprinzip erlangt. Die Eigenschaften der Kennzahl  $K$  werden in einem späteren Kapitel genutzt, um die Separation von den beiden anderen Kollisionsergebnissen zu unterscheiden.



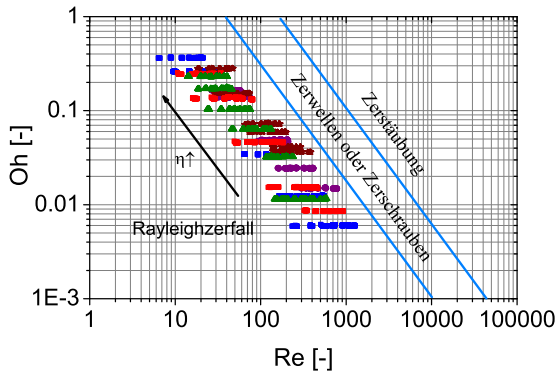
## 3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung eines größeren Viskositätsbereichs bei gleichzeitiger Modifikation der Stoffdaten durch die Wahl verschiedener Stoffklassen und Stoffsysteme mittels einer Steigerung des Feststoffgehalts bzw. der Kettenlänge präsentiert. Neben der Kollision der Tropfen und der Ausbildung des Kollisionsergebnisses lassen sich mit geeigneter Visualisierungstechnik zusätzlich zu der äußeren Berandung der Tropfen auch interne Prozesse wie die Vermischung oder das Eindringen (Penetration) zweier Tropfen ineinander beobachten. Bei allen Versuchsständen unterscheidet sich der prinzipielle Aufbau der Versuchsanlage nicht wesentlich voneinander, lediglich einzelne Komponenten werden modifiziert, hinzugefügt oder weggelassen.

### 3.1 Versuchsanlage für viskose Fluide

Das Funktionsprinzip zur Erzeugung monodisperser Tropfen beruht auf dem vom Rayleigh beschriebenen laminaren Strahlzerfall. Hierbei kommt es in gewisser Entfernung vom Düsenaustritt zu Einschnürungen des Vollstrahls, bis dieser schließlich in einzelne Tropfen zerfällt. Der Zerfall des Strahls führt jedoch nicht zu monodispersen Tropfen, sondern zu einer breiten Verteilung der Größe und Geschwindigkeit der Tropfen. Erst wenn eine Schwingung von außen auf das Reservoir im Düsenvorraum aufgebracht und entsprechend der Anregungsfrequenz  $f_A$  der dazugehörige Volumenstrom gefunden wird, entsteht eine nahezu monodisperse Tropfenkette, deren Schwankungen bei der Tropfen-

größe und -geschwindigkeit kleiner als 0.1% sind. Insofern lässt sich das Prinzip von Rayleigh, dass nämlich die Störung mit der am schnellsten anwachsenden Amplitude für den Strahlaufriß verantwortlich ist, hier anwenden. Daraus folgt, dass für eine Anregungsfrequenz mehrere Arbeitspunkte zur Erzeugung von monodispersen Tropfen existieren. Die stabilste Anregung (Struktur existiert über große Entfernungen) lässt sich bei einem Verhältnis  $\frac{d}{d_0} \approx 1.9$  (in Übereinstimmung mit Rayleigh (1878)) erzeugen, wobei  $d_0$  der Düsendurchmesser und  $d$  der Tropfendurchmesser sind. Die hier durchzuführenden Experimente befinden sich alle im Bereich des Rayleighzerfalls und werden exemplarisch im *Oh-Re*-Diagramm (vgl. Abb. 3.1), das den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls charakterisiert, dargestellt. Die genaue Definition der Stoffklassen im Bild findet zu einem späteren Zeitpunkt dieses Kapitels statt.



**Abb. 3.1.** Einordnung der Untersuchungen in die Bereiche des Strahlzerfalls nach Ohnesorge (1936), Symbole aus eigenen Messungen (rot: K17; blau: K30; grün: Saccharose; violett: Alkohole; braun: FVA 1).

Mit steigender Viskosität der Substanz findet eine Drift hin zu klei-

neren Reynolds- und größeren Ohnesorgezahlen statt. Dies lässt sich auf die Definition der Kennzahlen zurückführen.

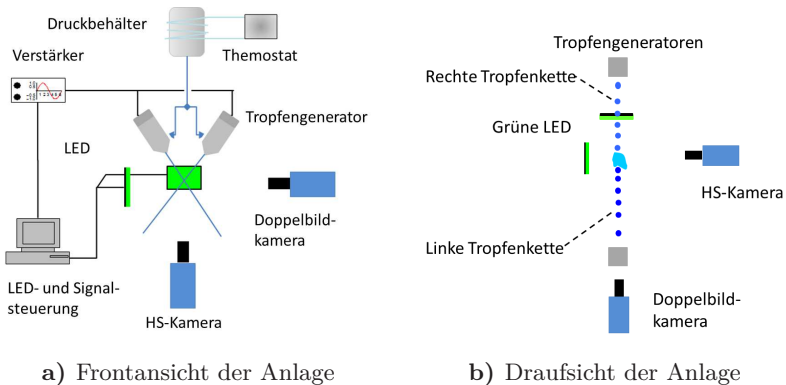
Für die Erzeugung dieses spezialisierten Aufrisses sind neben der Ausrüstung für die Anregung auch Justage-, Förder- und Visualisierungskomponenten notwendig. Die Anregung geschieht für jeden Düsenkopf getrennt über ein sinusförmiges Signal, welches digital im PC erzeugt wird und nach einer Amplitudenerhöhung durch einen Verstärker auf die zwei Köpfe verteilt wird. Die Düsen bestehen aus einer Spule, einem Dauermagneten, der an einer PTFE-Membran befestigt ist, einem Flüssigkeitsreservoir und einem variablen Düsenkopf für verschiedene Auslassdurchmesser. Das verstärkte Signal erzeugt nun in der Spule ein magnetisches Wechselfeld mit dem Ergebnis, dass der Dauermagnet entsprechend der Anregungsfrequenz schwingt. Dabei stellt die Anregungsfrequenz die Anzahl der Tropfen dar, die pro Sekunde erzeugt werden.

Die Förderung der Flüssigkeit aus dem temperierten Druckbehälter durch die Düsen geschieht durch Anlegung eines Differenzdruckes. Mit Hilfe eines Rotameters erfolgt die Feinjustage des Volumenstromes auf die gewünschte Tropfengröße bzw. Anregungsqualität. Eine Traverse ermöglicht die Bewegung der Düsen in vertikaler Richtung. Die Düsen selbst sind auf einer Schiene gelagert und mit verschiedenen Mikrotraversen verbunden, sodass eine grobe und feine horizontale Verschiebung der Düsen zueinander möglich ist. Zusätzlich können beide Düsen durch Rotationstische zueinander verdreht werden und schließlich lässt sich eine Düse noch quer zur Horizontalen bewegen, sodass die Strahlen so ausgerichtet werden können, dass sie im Kollisionspunkt exakt übereinander liegen.

Zu der Visualisierung, der Auswertung und der Kontrolle der Kollision müssen zwei Kameras verwendet werden. Die Kameras der Firma PCO werden so angeordnet, dass sie zueinander orthogonal stehen und gleichzeitig so positioniert sind, dass die Doppelbildkamera (Sensicam QE) die parallele Ebene aufnimmt und damit zentrale gerade Kollisionspunkte

### 3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung

sionen (Übereinanderliegen der Tropfenschwerpunkte) in dieser Ebene gewährleistet. Die Hochgeschwindigkeitskamera (1200 HS) zeichnet die Kollisionen mit etwa 6200 Bilder/s ( $\Delta t \approx 161 \mu\text{s}$ ) in der Frontansicht (orthogonal) auf. Dadurch können alle wesentlichen Parameter, die unter Kapitel 4.2 aufgeführt werden, korrekt erfasst und einer späteren Auswertung zugeführt werden. Die Kollisionen werden mit Vicotarobjektiven (Firma Vision&Control) T100/0,48 aufgenommen. Damit wird ein Kalibrierfaktor für die Umrechnung von Pixel- in Weltkoordinaten von  $24.39 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$  erreicht. Die Kameras haben ihrerseits ebenfalls verschiedene Justagemöglichkeiten, sie können horizontal sowohl grob als auch fein und auch quer zur Horizontalen verschoben werden. Abb. 3.2 zeigt schematisch den Versuchsaufbau für niederviskose Fluide in zwei Ansichten: a) Frontansicht und b) die Draufsicht der Anlage.



**Abb. 3.2.** Schematische Darstellung der Versuchsanlage für binäre Tropfenkollisionen.

Eine Hintergrund-LED-Lichtquelle wird für die Beleuchtung der Tropfen gewählt, die ausreichend Lichtleistung zur Verfügung stellt, um eine klare Abtrennung der Tropfen vom Hintergrund zu gewährleisten.

Nachdem die wesentlichen Komponenten und deren Funktionsprinzip vorgestellt wurden, soll der Versuchsplan dargestellt und erläutert werden. Aus den Abmessungen der Düsen, der Art der Anregung und den daraus resultierenden Abständen der Tropfen innerhalb einer Kette, der maximalen Bildrate von 6200 Bilder/s und der technisch relevanten und machbaren Relativgeschwindigkeit ergeben sich Forderungen an die Fluggeschwindigkeit und die zu untersuchende Relativgeschwindigkeit der Tropfen zueinander, die durch den eingeschlossenen Winkel beider Strahlen bestimmt sind. Diese Forderungen lauten wie folgt:

- Die Tropfen müssen eine Mindestgröße besitzen, da sonst die Auflösung eines Tropfen mit den Objektiven zu gering ist.
- Die Abstände der Tropfen zueinander dürfen nicht zu klein sein, da sonst aufeinander folgende Kollisionen miteinander verschmelzen.
- Die Relativgeschwindigkeit darf nicht zu groß sein, sonst ist die Aufweitung des Kollisionskomplexes zu groß und aufeinander folgende Kollisionen verschmelzen miteinander, wobei die Aufweitung stark von den Stoffeigenschaften abhängt.
- Es sollen nur technisch relevante Relativgeschwindigkeiten untersucht werden.
- Die Fluggeschwindigkeit der Tropfen darf nicht zu groß sein, da sonst das erweiterte „Particle-Tracking-Velocimetry“-Kriterium, kurz erweitertes PTV-Kriterium, (vgl. Kapitel 4.2.2) versagt und die Identifikation der Tropfen zwischen zwei Bildern unmöglich wird.

Aus den genannten Forderungen ergibt sich ein Intervall für die Relativgeschwindigkeit von  $0 < u_{rel} \leq 4$  m/s, denn aufgrund der Abmessungen der Düsenköpfe wird die Untergrenze der Relativgeschwindigkeit immer größer als Null m/s sein. Die obere Grenze hängt von der Art der Erzeugung der Tropfen ab. Da die Relativgeschwindigkeit

durch die Vergrößerung des eingeschlossenen Strahlwinkels (vgl. Kapitel 4.1.2) erreicht wird und die Abstände der Tropfen durch die Anregung festgelegt sind, kann die Relativgeschwindigkeit nicht mehr als 4 m/s betragen. Das Intervall für die Relativgeschwindigkeit stellt gleichzeitig den technisch relevanten Bereich dar. Fluktuationen bei der Fluggeschwindigkeit der einzelnen Tropfen lassen auf einen Bereich schließen, der dem oben genannten entspricht. Der Abstand zwischen zwei Tropfen sollte mindestens drei Durchmesser betragen, um das Verschmelzen zweier Kollisionen zu vermeiden. Dabei sollte der Durchmesser der Tropfen mindestens 200  $\mu\text{m}$  groß sein, um genügend Stützstellen (Konturpunkte) für die Auswertung zu haben (vgl. Abb. 4.6). Aus den letzten beiden Forderungen folgt die Begrenzung der Fluggeschwindigkeit eines Tropfens, die nicht größer als etwa 5 m/s sein darf, da ab diesem Wert bei der gegebenen Aufnahmezeit, dem vorhandenen Abbildungsmaßstab und dem aus der Aufnahmezeit resultierenden Bildausschnitt keine eindeutige Zuordnung, selbst mit dem erweiterten PTV-Kriterium, mehr möglich ist.

Insgesamt werden wässrige Lösungen des Polymers Polyvinylpyrrolidon mit verschiedenen Molekulargewichten (K17 mit etwa 9 kDa (Dalton) und K30 mit etwa 50 kDa (Dalton)) sowie Saccharose mit verschiedenen Feststoffgehalten untersucht. Der Feststoff löst sich in diesen Systemen dabei komplett auf. Bei der homologen Reihe der Alkohole werden die Reinstoffe eingesetzt und nur bestimmte Alkohole der Reihe verwendet. Die Erhöhung der Länge der hydrophoben Kohlenstoffkette geht mit einer Veränderung aller weiteren Stoffdaten einher. Das Referenzöl FVA1 ist ein dünnflüssiges, langkettiges, synthetisches Öl (Fa. Weber Reference Oils), dessen Stoffwerte durch eine Temperaturerhöhung verändert werden. Die genaue Aufschlüsselung der untersuchten Systeme in den einzelnen Stoffklassen erfolgt in Tab. 3.1. Hierbei wird in der linken Spalte die Modifikation des Stoffsystems innerhalb der Stoffklasse angegeben und in den anderen die daraus resultierenden Stoffwerte.



**Tab. 3.1.** Zusammenstellung aller untersuchten Stoffklassen und Stoffsysteme sowie die dazugehörigen Stoffdaten

<b>Stoffsystem</b>	$\eta$ [mPas]	$\sigma$ [ $\frac{\text{mN}}{\text{m}}$ ]	$\rho$ [ $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ]
Wasser	1.0	72.7	998.2
<b>K17</b>			
5 Ma%	1.45	69.7	1009.8
10 Ma%	2.5	69.1	1021.4
20 Ma%	7.6	67.4	1044.6
30 Ma%	22.7	66.3	1063.2
35 Ma%	39.4	64.8	1067.9
<b>K30</b>			
5 Ma%	2.6	70.5	1009.8
10 Ma%	5.7	69.7	1021.5
15 Ma%	12.5	68.9	1033.1
20 Ma%	27.4	68.0	1044.0
23 Ma%	43.9	67.5	1051.7
25 Ma%	60.0	67.2	1056.3
<b>Saccharose</b>			
20 Ma%	2.0 *	73.7'	1080.9'
40 Ma%	6.0 *	75.1'	1176.5'
50 Ma%	15.0'*	76.0'	1229.7'
54 Ma%	19.4 '	76.4'	1252.0'
58 Ma%	42.5'	76.9'	1274.9'
60 Ma%	57.3'*	77.1'	1286.6'

\* - Först (2001, S. 84 f.)

' - Bubnik *et al.* (1996, S. 134 ff., 150 und 236)

Fortsetzung auf nächster Seite

**Tab. 3.1 – fortgesetzt von vorheriger Seite**

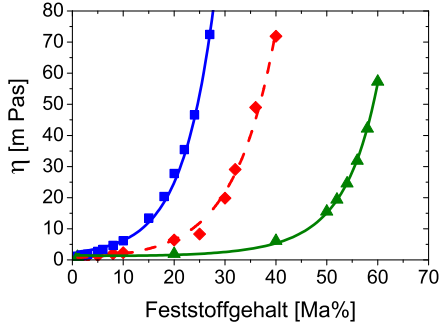
Stoffsystem	$\eta$ [mPas]	$\sigma$ [ $\frac{\text{mN}}{\text{m}}$ ]	$\rho$ [ $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ]
<b>Alkohole</b>			
Ethanol	1.2 <sup>a</sup>	22.6 <sup>a</sup>	790 <sup>a</sup>
1-Propanol	1.98 <sup>b</sup>	23.7 <sup>b</sup>	803 <sup>b</sup>
1-Hexanol	4.3 <sup>c</sup>	25.9 <sup>d</sup>	814 <sup>d</sup>
1-Heptanol	7.4 <sup>d</sup>	27.7 <sup>d</sup>	820 <sup>d</sup>
1-Nonanol	12.9 <sup>b</sup>	28.0 <sup>b</sup>	828 <sup>b</sup>
1-Dodecanol	15.9 <sup>c</sup>	30.4 <sup>f</sup>	831 <sup>f</sup>
a - Estrade <i>et al.</i> (1999)			
b - Database-BASF (2/2012)			
c - Matsuo und Makita (1989)			
d - Pineiro <i>et al.</i> (2006)			
e - Database-WolframAlpha (2/2012)			
f - Database-lookchem (1/2012)			
<b>FVA 1</b>			
100 °C	3.04	22.6	803.7
90 °C	3.6	23.9	810.8
70 °C	5.3	26.2	825.0
60 °C	6.7	27.2	832.2
45 °C	14.5	28.1	842.9
23 °C	28.2	30.3	858.5

Einige Systeme neigen bei höheren Scherraten zu strukturviskosem (scherverdünnendem) Verhalten. So haben Schroeder *et al.* (2011) für K30 und Schmidt (2000) für Saccharose scherverdünnendes Verhalten nachgewiesen. Focke und Bothe (2012) haben bei numerischen Berechnungen gezeigt, dass bei der Kollision sehr hohe Scherraten erreicht werden, sodass die expandierende Flüssigkeit strukturviskos wird.

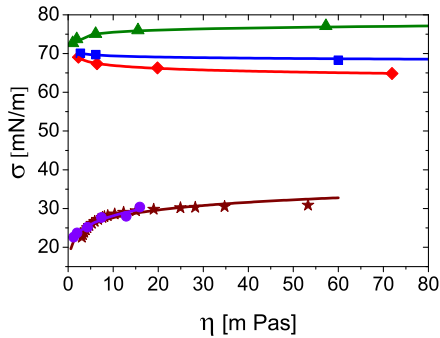
Alkohole gehören in die Gruppe der Newtonschen Flüssigkeiten. Lediglich bei dem Referenzöl ist nicht bekannt, ob dies als Newtonsch oder nicht-Newtonsch zu klassifizieren ist. K17 ist in den untersuchten Grenzen Newtonsch.

Die zu untersuchenden Stoffklassen werden so ausgewählt, dass sie sehr verschiedene Stoffwerte aufweisen, sich aber auch in ihrer Molekülstruktur bei ähnlichen Stoffwerten unterscheiden können. Zusätzlich werden nicht nur wasser-basierte, sondern auch hydrophobe Systeme untersucht, um so möglichst allgemeine Eigenschaften aus allen Systemen extrahieren zu können. Innerhalb jeder gewählten Stoffklasse wird dann eine Veränderung der Randbedingungen vorgenommen, um gezielt die Stoffdaten zu verändern. Bei Lösungen von Feststoffen in Wasser leistet dies eine einfache Erhöhung des Feststoffgehalts. Bei der Serie der Alkohole wird die Kettenlänge des Alkohols und bei dem Versuchsol die Temperatur vergrößert. Abb. 3.3 a) zeigt die Abhängigkeit des gelösten Feststoffanteils für die Systeme K17, K30 und Saccharose. Je nach Molekülgewicht steigt die Viskosität unterschiedlich stark mit dem Feststoffgehalt an. Abb. 3.3 b) stellt die Stoffeigenschaften Oberflächenspannung und Viskosität für das jeweilige Stoffsystem dar.

Man sieht, dass Abb. 3.3 b) einen allgemeineren Zusammenhang als Abb. 3.3 a) darstellt. Im Gegensatz zu Abb. 3.3 a) lässt sich bei flüssigen Reinstoffen nur eine Viskosität angeben. Folglich ist die Viskosität als Darstellungsparameter besser geeignet als der Feststoffgehalt. Die Kombination der Viskosität mit anderen Stoffwerten liefert auf einen Blick, wie sich die Stoffe bei Veränderung der Viskosität hinsichtlich des gewünschten Parameters (z. B. Oberflächenspannung) ändern. Aus Abb. 3.3 a) lässt sich der Einfluss der Molekülstruktur bzw. des -gewichts auf die Viskositätszunahme ablesen.



a) Abhängigkeit der Viskosität vom gelösten Feststoffanteil



b) Oberflächenspannung und Viskosität der Stoffsysteme

**Abb. 3.3.** Zusammenfassung der stofflichen Eigenschaften der untersuchten Systeme; Symbole (Messwerte): K17 (rot), K30 (blau) und Saccharose (grün), nur in b): FVA 1 (braun) und Alkohole (violett).

## 3.2 Untersuchung interner Misch- und Penetrationsprozesse

Diese Versuche stellen eine Erweiterung der Versuchsanlage aus Kapitel 3.1 dar. Mit dieser Erweiterung lässt sich das Innere der Tropfen beim Zusammenstoß sowohl zeitlich als auch räumlich mit hoher Qualität darstellen. Dieser Versuchsaufbau ermöglicht neben der Beobachtung der äußeren Berandung auch die Analyse interner Misch- und Penetrationsprozesse. Hierfür zeichnen zwei synchronisierte Kameras (Photron SA4) mit unterschiedlichen Aufgaben über einen Strahlteiler (50/50) die Kollision in der Frontansicht auf. Der Kalibrierfaktor für beide Kameras beträgt  $11.86 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$ .

Während eine Kamera eine Kombination aus Hintergrundlicht und Fluoreszenz aufzeichnet, soll die andere lediglich die Fluoreszenz aufnehmen. Zwar wäre die Vermischung oder Penetration auch mit nur einer Kamera in dieser Ebene beobachtbar, jedoch würden dann einige Details, wie Ligamente oder andere feine Strukturen, nicht erkennbar sein, da das Hintergrundlicht diese Strukturen überblenden kann. Eine dritte Kamera (PCO 1200 HS) wird zum Einstellen des zentralen geraden Stoßes in der Parallelebene verwendet. Als Hintergrundbeleuchtung wird für die beiden Photronkameras ein grünes LED-Panel ( $\lambda_E \approx 525 \text{ nm}$ ) gewählt, obwohl die Maxima der Quanteneffizienz der beiden Kameras über den gesamten Bereich des sichtbaren Lichts verteilt sind. Eine weiße Lichtquelle würde freilich zu einer höheren Lichtausbeute führen, jedoch wäre dann die Visualisierung der Mischprozesse nicht mehr möglich.

Die Visualisierung zeitlich und räumlich aufgelöster Mischvorgänge bei Tropfenkollisionen benötigt einen Fluoreszenzfarbstoff. Da die Tropfen im Durchlicht aufgenommen werden, wird das ankommende Licht vom Tropfen gebrochen, reflektiert oder bei senkrechter Einstrahlung durchgelassen. Die Tropfen erscheinen also schwarz auf weißem Hintergrund. Umgehen lässt sich dieses Problem mit der Standbild-

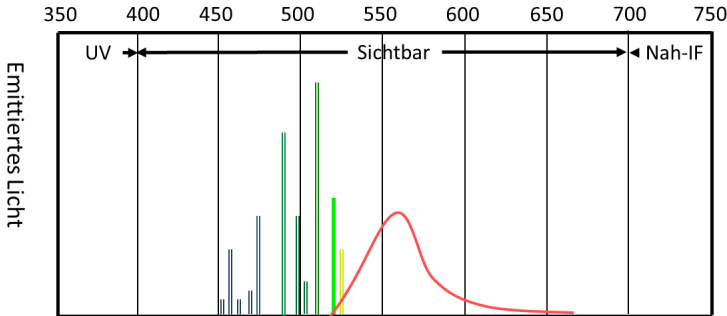
technik, wie sie beispielsweise in den Arbeiten von Ashgriz und Poo (1990) oder Gao *et al.* (2005) angewandt wurde.

Hierfür ist jedoch eine Synchronisation der Kamera und der Tropfenerzeugung notwendig, was nur mit großem Aufwand zu realisieren ist. Außerdem lässt sich damit lediglich das durchschnittliche Verhalten aller kollidierten Tropfen analysieren, während die zeitliche Ausbildung des Stoßkomplexes immer nur lückenhaft untersucht werden kann.

Damit die Tropfen in ihrem zeitlichen Verlauf aufgenommen werden können, muss das Problem der Abschattung durch den Tropfen vor der Lichtquelle umgangen werden. Dies lässt sich realisieren, wenn einer Tropfenkette ein Fluoreszenzfarbstoff zugegeben wird. Dieser wird mit einem AR+Laser (LEXEL 3500) zum Leuchten angeregt, sodass der Tropfen nun selbst als Lichtquelle fungiert. Hierfür wird der Laserstrahl mit Hilfe einer asphärischen Linse und einer Zylinderlinse zu einem Lichtschnitt mit einer Breite von etwa 1 mm und einer Höhe von etwa 20 mm aufgeweitet. Somit wird eine maximale Leistung von etwa  $150 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$  erreicht. Die Menge an zugesetztem Farbstoff Rhodamin B beträgt  $200 \frac{\text{mg}}{\text{kg}_{\text{F1}}}$ . In Vorversuchen hat sich gezeigt, dass diese Menge ausreichend fluoresziert, ohne dass feine Strukturen überbelichtet werden.

Bei dem Auftreffen des Laserlichtschnitts auf den Tropfen wird ein Teil des Lichts in Richtung der Kameras gebrochen oder reflektiert, sodass dies eine weitere Lichtquelle darstellt, die wegen der hohen Intensität zur Überbelichtung des Bildes führt und deswegen unerwünscht ist. Anhand der verschiedenen Lichtquellen (vgl. Abb. 3.4), nämlich Fluoreszenz, Hintergrundbeleuchtung und gestreutes Laserlicht, sowie der Aufgaben der einzelnen Kameras ergeben sich unterschiedliche Forderungen an die Glasfilter vor den Objektiven.

Zum einen müssen die Glasfilter das Streulicht des Lasers absorbieren und zum anderen nur die gewünschte Wellenlänge des sichtbaren Lichts durchlassen. Aus Abb. 3.4 wird ersichtlich, dass die synchronen Kameras mit Langpassfiltern ausgestattet werden müssen.

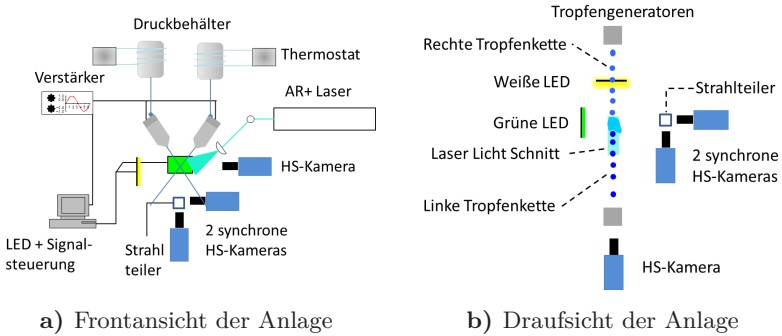


**Abb. 3.4.** Emissionsspektren des Ar+Laser (leere Balken), der LED-Lichtquelle (grüner Balken) und des Spektrums des Rhodamin B (rot).

Es werden SCHOTT-Absorptionsfilter mit  $\lambda_c = 530$  nm (Wellenlänge bei 50 % Transmission) für die Kamera, die die Kombination von Hintergrundlicht und Fluoreszenz aufnimmt und ein Filter mit  $\lambda_c = 590$  nm für die andere Kamera gewählt. Die dritte Kamera wird ebenfalls mit einem Filter  $\lambda_c = 530$  nm ausgerüstet, um den Sensor vor zur hoher Intensität des gestreuten Laserlichts zu schützen. Der Versuchsaufbau für die Analyse von Mischungs- und Penetrationsprozessen ist in der Abb. 3.5 dargestellt.

Dieser Teil der Versuchsdurchführung dient dem Verständnis der internen Mischprozesse. Es sind für die zu untersuchenden Stoffe neue Effekte zu erwarten, die im Ergebnisteil (vgl. Kapitel 5.3.5) dargestellt werden sollen. Die Tabelle 3.2 fasst den Versuchsplan zusammen. Während die ersten beiden Versuche mit ähnlicher Viskosität durchgeführt werden, um die Vermischung zu untersuchen, wird bei allen anderen Experimenten ein konstantes Viskositätsverhältnis eingestellt, um die Penetration zu analysieren. Das Vermögen eines Tropfens in den anderen Tropfen einzudringen, hängt dabei stark von der Kombination aus Größe und Viskosität ab.

### 3 Experimenteller Aufbau und Versuchsdurchführung



**Abb. 3.5.** Schematische Darstellung der Versuchsanlage für die Analyse von Penetrationsvorgängen.

**Tab. 3.2.** Versuchsdurchführung für Misch- und Penetrationsprozesse.

<i>Modifikation der Eigenschaften</i>				
$d_1 = d_2$	$d_1 < d_2$	$d_1 = d_2$	$d_1 < d_2$	$d_1 < d_2$
$\eta_1 = \eta_2$	$\eta_1 = \eta_2$	$\eta_1 < \eta_2$	$\eta_1 < \eta_2$	$\eta_1 > \eta_2$

Die ausgeführten Fälle werden in Tab. 5.1 exakt quantifiziert, da die neuen Effekte teilweise sehr dicht beieinander liegen. Für die beschriebenen Untersuchungen werden die Stoffsysteme K30 mit 5 Ma% ( $\eta_1$ ) und K30 mit 25 Ma% ( $\eta_2$ ) verwendet. Bei allen Versuchen werden die Relativgeschwindigkeiten und der Auftreffwinkel verändert, um das Kollisionsergebnis zu beeinflussen.



## 4 Methoden

Dieser Abschnitt behandelt die Methoden zur Bestimmung der einzelnen Kenngrößen aus einer Serie von Momentaufnahmen eines kollidierenden Tropfenpaars und die Auswahl der Parameter, die einer Modifikation unterzogen werden. Zusätzlich wird ein neues Kriterium für die Partikelverfolgung eingeführt und beschrieben.

### 4.1 Modifikation der Relativgeschwindigkeit, der Auftreffgeometrie und der Stoffdaten

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluss der Viskosität auf das Kollisionsergebnis zu studieren, um so eine Vorhersage für die Abgrenzung von einzelnen Regimen zueinander für unterschiedliche Stoffe zu treffen. Aus diesem Grund werden die genannten Stoffklassen mit unterschiedlichen Stoffeigenschaften (Stoffsysteme) hinsichtlich des Einflusses auf das Kollisionsergebnis untersucht. Sowohl der Feststoffgehalt einer Poly-, Oligo- oder Dimerlösung als auch die Art und Länge der Kette werden verändert, so dass die Viskosität gezielt beeinflusst wird. Dabei passen sich die Dichte und die Oberflächenspannung implizit an, so dass man nicht nur einen einzigen, sondern einen Satz von Parametern modifiziert. Die Durchführung einer Parameterveränderung innerhalb eines Stoffsystems ermöglicht eine Differenzierung der Einzelparameter bei gleichzeitiger Einhaltung von ähnlichen Bedingungen zwischen verschiedenen Stoffsystemen. Damit können unterschiedliche Versuchsreihen (Stoffklassen) miteinander verglichen und bezüglich allgemeiner Eigenschaften analysiert werden. Die Beschreibung der einzelnen Parameterveränderungen erfolgt in den nächsten Teilabschnitten.

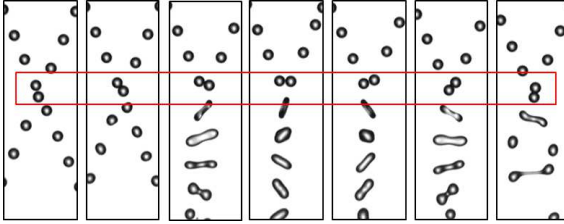
Aufgrund der Vielzahl an Parametern, die in Kapitel 2.1.2 beschrieben wurden, würde eine vollständige Untersuchung aller Parameterkombinationen einen unvorstellbar großen Zeitaufwand benötigen und den Rahmen der vorliegenden Arbeit übersteigen. Deshalb werden ausgewählte Parameter modifiziert und deren Einfluss auf das Kollisionsergebnis studiert.

### 4.1.1 Modulation des Auftreffwinkels

Der Auftreffwinkel  $B$  (*impact parameter*) spielt eine zentrale Rolle in den Versuchen. Die Lage der Kollisionspartner und die dazugehörige Relativgeschwindigkeit, die in der Weberzahl (vgl. Gl. (2.1)) zusammen mit den Stoffdaten steht, charakterisieren die Kollision. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse in Auftreffwinkel-Weber-Diagrammen zusammengefasst, wobei die Ergebnisse im Abschnitt 5.3 noch zu diskutieren sind.

Eine Veränderung des Auftreffwinkels ist über mehrere Alternativen erreichbar. Die ausgewählte Methode wurde zwar eigenständig entwickelt, jedoch bereits bei Gotaas *et al.* (2007b) als *Aliasing Methode* beschrieben und zur Vorhersage des Auftreffwinkels durch einen Versatz beider Anregungsfrequenzen entwickelt. Die Abb. 4.1 illustriert den zeitlichen Verlauf der Veränderung des Auftreffwinkels, wobei eine komplette Verschiebung der geometrischen Lage der Tropfen zueinander gezeigt wird.

Hierfür muss die Versuchsanlage so gestaltet sein, dass ein kleiner Frequenzversatz (2-3 Hz) zwischen den Düsenköpfen eingestellt werden kann. Dadurch werden unterschiedlich viele Tropfen (2-3 mehr pro Sekunde) erzeugt und die geometrische Lage der Tropfen ändert sich zeitlich, wodurch eine kontinuierliche Veränderung des Auftreffwinkels für eine diskret eingestellte Relativgeschwindigkeit realisiert werden kann. Bei einem Versatz von 2 Hz werden pro Sekunde zwei Zyklen durchlaufen. Dabei ändert sich der Auftreffwinkel zwischen zwei Bildern um  $\Delta B = 6.6 \cdot 10^{-4}$  (Die Dauer eines Zyklus beträgt 0.5 s, wobei

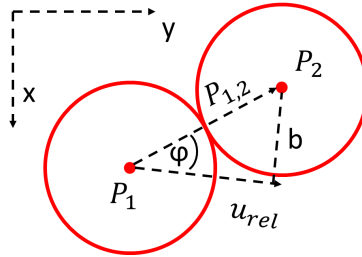


**Abb. 4.1.** Kontinuierliche Veränderung des Auftreffwinkels aus einer Serie von etwa 3000 Aufnahmen; 7 repräsentative Photographien bilden den zeitlichen Verlauf der gesamten Modifikation ab (die Tropfen eines jeden Bildes sind im nächsten dargestellten bereits alle kollidiert). Die Zeitspanne zwischen zwei dargestellten Bildern ist etwa 69 ms. Links: Tropfen der linken Ketten eilen der rechten Kette nach; rechts: Tropfen der linken Ketten eilen der rechten Kette voraus ( $\Delta B \approx 0.28$  zwischen zwei Bildern).

0.483 s die Tropfen kollidieren und 0.017 s keine Kollision auftritt). Allerdings kann dann die Methode des „frozen Image“, wie sie von Ashgriz und Poo (1990) benutzt wurde, nicht mehr angewendet werden und eine zeitliche Auflösung bzw. Verfolgung der Einzeltropfen durch eine Hochgeschwindigkeitskamera wird notwendig. Bei dieser Vorgehensweise werden die Ergebnisse durch gleiche Relativgeschwindigkeiten immer „bandenartig“ erscheinen.

Der Auftreffwinkel  $B$  wird aus dem Sinus des eingeschlossenen Winkels zwischen dem Richtungsvektor der Tropfenschwerpunkte ( $P_1, P_2$ ) und dem Relativgeschwindigkeitsvektor nach Gl.(2.2) gebildet und ist in Abb. 4.2 schematisch dargestellt. Dabei wird der Relativgeschwindigkeitsvektor in einem festen Koordinatensystem aus einer horizontalen und einer vertikalen Komponente bestehen. Durch eine Drehung des Koordinatensystems kann die Bewegungsrichtung so transformiert werden, dass der Relativgeschwindigkeitsvektor nur noch eine horizon-

tale Komponente besitzt. Zwar wird dieses Vorgehen von zahllosen wissenschaftlichen Arbeiten benutzt, jedoch ist es für die Bestimmung des Auftreffwinkels überflüssig, weil bei der Berechnung des Winkels zwischen zwei Vektoren kein gedrehtes Koordinatensystem erforderlich ist.

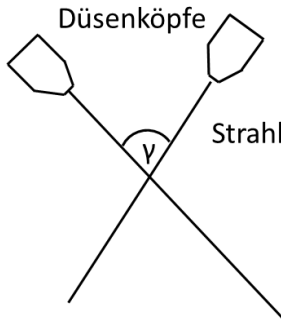


**Abb. 4.2.** Berechnung des Auftreffwinkels in einem festen Koordinatensystem.

Es wird für alle Kollisionen Folgendes festgelegt: Befindet sich der Schwerpunkt des Tropfen mit dem kleineren Impuls oberhalb (nacheilend) des Relativgeschwindigkeitsvektors, so wird  $B$  als positiv gewertet, ansonsten als negativ. Diese Festlegung hat implizit eine weitere Eigenschaft zur Folge: Es werden sehr selten zwei Tropfen exakt den gleichen Impuls besitzen, weshalb bei der späteren Auswertung der nacheilende Tropfen immer derjenige sein wird, dessen Impuls kleiner ist. Zusätzlich kann dadurch immer derjenige Tropfen als Bezugsgröße gewählt werden, dessen Impuls größer ist, wodurch sich die Vergleichbarkeit erhöht. Es werden nur Kollisionen für  $B \geq 0$  ausgewertet, weil für  $B \leq 0$  gleichwertige Ergebnisse existieren.

### 4.1.2 Modifikation der Relativgeschwindigkeit

Die Relativgeschwindigkeit ist der zweite wichtige Parameter, der die Dynamik von Kollisionen beeinflussen kann. Während bei kleinen Geschwindigkeitsunterschieden kaum Verformungen und nur Koaleszenz und/oder Bouncing auftreten, kann man bei entsprechender Erhöhung der Relativgeschwindigkeit Separation beobachten. Dieser Parameter lässt sich verhältnismäßig einfach variieren. Ausgehend von einer Konfiguration, bei der die zwei Strahlen einen Winkel  $\gamma$  zueinander bilden, lässt sich die Relativgeschwindigkeit (bei gleichbleibender Schwerpunktschwindigkeit der Tropfen) einfach durch die Veränderung des Winkels  $\gamma$  beeinflussen. Die Abb. 4.3 zeigt schematisch die Einstellung der Relativgeschwindigkeit, wobei eine Veränderung des eingeschlossenen Winkels durch eine Verdrehung der Düsenköpfe zueinander erreicht wird.



**Abb. 4.3.** Schematische Darstellung zur Einstellung der Relativgeschwindigkeit durch den eingeschlossenen Winkel  $\gamma$  zwischen zwei Strahlen.

Der resultierende Geschwindigkeitsvektor und dessen Betrag können aus dem Anfangszustand vor der Kollision über den Impulserhaltungssatz für plastische Kollisionen bestimmt werden. Gln. (4.1)-(4.3) sind

die Bestimmungsgleichungen für einen plastischen Stoß, wie er bei Koaleszenz und Separation auftritt.

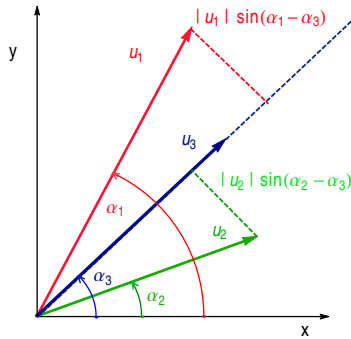
$$m_1 u_1 + m_2 u_2 = (m_1 + m_2) u_3 \quad (4.1)$$

$$m_1 u_1 \sin(\alpha_1) + m_2 u_2 \sin(\alpha_2) = (m_1 + m_2) u_3 \sin(\alpha_3) \quad (4.2)$$

$$m_1 u_1 \cos(\alpha_1) + m_2 u_2 \cos(\alpha_2) = (m_1 + m_2) u_3 \cos(\alpha_3) \quad (4.3)$$

Hier sind  $m_i$  die Masse der Tropfen,  $\alpha_i$  die Winkel zwischen den einzelnen Strahlen zur Vertikalen und  $u_i$  die Fluggeschwindigkeiten der Tropfen. Die Indices 1 und 2 kennzeichnen die Tropfen vor dem Stoß und der Index 3 bezeichnet die vereinigte Masse nach dem Stoß.

Bei Bouncing ist jedoch keinesfalls der elastische Stoß anzuwenden, weil sich die Oberflächen der Tropfen verformen und somit ein Teil der Bewegungsgröße für die Verformung aufgebracht werden muss. Deshalb wird auch für Bouncing der plastische Stoß angenommen, selbst wenn sich die Tropfen nicht vereinigen, bilden sie dennoch einen virtuellen Schwerpunkt. Die Abb. 4.4 illustriert die Bestimmung des resultierenden Geschwindigkeitsvektors des Schwerpunkts sowie die Zählweise und Definition der Winkel. Die Winkel  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  repräsentieren die mathematische Zählung der Winkel zwischen der x-Achse und dem jeweiligen Vektor  $u_1, u_2, u_3$ . Die Komponenten der einzelnen Geschwindigkeiten können dann aus der Differenz der jeweiligen Winkel multipliziert mit dem Betrag der Geschwindigkeit bestimmt werden. Die eigenen Messungen zeigen, dass die Unterschiede zwischen gemessener und berechneter Geschwindigkeit klein sind. Aus Abb. 4.4 lässt sich dann die Relativgeschwindigkeit der Tropfen bestimmen, die für die spätere Auswertung und Darstellung mit Ähnlichkeitskennzahlen weitere Verwendung finden wird.



**Abb. 4.4.** Geometrische Bedingung für die Bestimmung der resultierenden Flugrichtung und Geschwindigkeit.

### 4.1.3 Modifikation der Stoffdaten

Unter 2.1.2 wurden bereits verschiedene Möglichkeiten dargelegt, um die Viskosität des Fluids zu beeinflussen. Als wichtigste Größe ist der Feststoffgehalt zu nennen, da während der Sprühtrocknung das Lösungsmittel verdunstet und sich so der Anteil des gelösten oder suspendierten Feststoffs mit fortschreitender Trocknung erhöht. Dadurch wird neben einer kontinuierlichen Erhöhung der Viskosität eine stetige Veränderung der Oberflächenspannung (Erhöhung oder Erniedrigung) und der Massendichte (Erhöhung) bewirkt. Dementsprechend verursacht ein Anstieg des Feststoffanteils eine Veränderung aller drei wesentlichen Parameter. Dennoch lässt sich so eine bessere Vergleichbarkeit innerhalb einer Versuchsserie erreichen, als wenn man beispielsweise wie Gotaas *et al.* (2007a) verschiedene Stoffe einsetzt, die zwar formal eine andere Viskosität aufweisen, sich jedoch strukturell voneinander unterscheiden. Die Erhöhung des Feststoffgehalts im Fluid hat einen ähnlichen Effekt wie die Temperaturveränderung, denn auch hier werden die Stoffdaten kontinuierlich geändert.

Als letzte und ebenfalls eingesetzte Möglichkeit kann die Substanz gewechselt werden, wodurch je nach Wahl stark unterschiedliche oder ähnliche Stoffwerte erzielt werden können. Dies hat den Vorteil, dass die noch zu bestimmenden Kenngrößen für eine Vielzahl von Stoffklassen eingesetzt werden können und damit allgemeineren Charakter haben. Weiterhin können dadurch Effekte, die aus der Molekülstruktur resultieren, entweder ausgeschlossen oder gezielt aufgedeckt werden.

Bei allen hier vorgestellten Methoden, Einfluss auf die Viskosität zu nehmen, ist klar geworden, dass die Viskosität nicht isoliert, sondern im Verbund mit den anderen wesentlichen Stoffgrößen betrachtet werden muss, wenn auch hierfür noch geeignete Kennzahlen zu definieren sind. Die genauen Modifikationen aller hier genannten Einflussparameter wurden bereits in der Versuchsdurchführung (vgl. Kapitel 3) exakt beschrieben und die dazugehörigen Stoffdaten tabellarisch aufgeführt.

### **4.2 Bestimmung der Eigenschaften der Tropfen vor dem Stoß**

Die Eigenschaften der Tropfen vor dem Stoß werden anhand der Auswertung einer Bilderserie gewonnen, wobei sich zunächst die Frage stellt, welche Parameter und Messgrößen von Tropfen quantitativ und welche nur qualitativ zugänglich sind. Um dies zu klären, soll die Abb. 4.5 einen kurzen Einblick über die Vielfalt möglicher Messgrößen liefern, ohne dabei vollständig alle Parameter erfassen zu wollen. Zusätzlich lässt sich eine Unterscheidung zwischen Parametern vor und nach dem Stoß treffen. So lassen sich die Eigenschaften der Tropfen vor dem Stoß, wie z. B. Größe, Fluggeschwindigkeit, Flugrichtung und Abstand sehr einfach und exakt bestimmen. Mit Hilfe dieser Größen können dann der Auftreffwinkel  $B$ , die Weberzahl, der Kollisionspunkt und über die Impulserhaltung resultierende Größen berechnet werden. Im Gegensatz dazu sind die Eigenschaften nach dem Stoß nicht mehr so einfach berechenbar oder erst fernab des Kollisionspunkts angebe-



bar, denn große Deformationen, Oszillationen und Rotation der kollidierten Tropfen verursachen erhebliche Fehler bei der Bildauswertung. Aufgrund der Düsenkonfiguration, die die Flugrichtung nach unten (in Richtung Boden) vorgibt, wird ein Koordinatensystem gewählt, das die Hauptströmungsrichtung in x-Richtung repräsentiert.

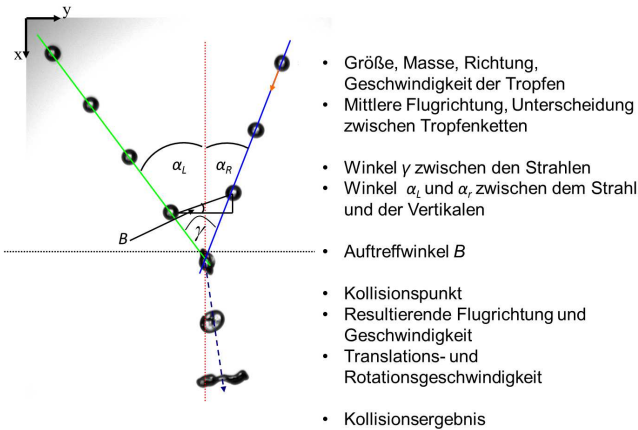


Abb. 4.5. Zugängliche Messgrößen aus einer Bilderserie.

Die Analyse der Bilderserien der Hochgeschwindigkeitskamera geschieht über einen mehrstufigen Prozess. Bevor die Bilder einer Auswertung unterzogen werden können, müssen diese zunächst vorsortiert und bearbeitet werden. Die Sortierung beschränkt sich dabei zunächst auf die qualitative Unterscheidung der Kollisionsergebnisse in Bildsequenzen. Die ersten beiden Bilder der sortierten Sequenzen werden einer Auswertung zugeführt, um die relevanten Parameter zu bestimmen. Zwei Bilder zeichnen sich durch einen zeitlichen Versatz zueinander aus, womit die Grundlage für die Bestimmung der Fluggeschwindigkeit der Tropfen gegeben ist. Die einzelnen Schritte werden nun im Folgenden näher beschrieben.

### 4.2.1 Bildanalyse und Bildauswertung

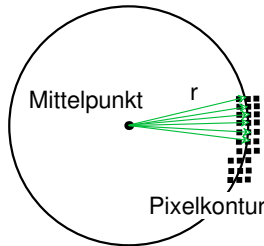
#### 4.2.1.1 Bildvorverarbeitung

Während der Bildvorverarbeitung erfolgt eine Sortierung und Einteilung der kompletten Bildserie in Bildsequenzen, die ausgewertet werden sollen. Anhand des Kollisionsergebnisses werden die Sequenzen in Separation, Koaleszenz und Bouncing unterteilt. Hiermit ist eine qualitative Unterscheidung der Stöße im Hinblick auf deren Ergebnis möglich.

Im nächsten Schritt werden nun die Filter zur Bildbearbeitung (Glanzpunktentfernung, Binarisierung und Gradientenfilter) auf das Rohbild angewendet. Für die automatische Bestimmung der wesentlichen Parameter ist nur ein Bildausschnitt notwendig, nämlich der Bereich oberhalb des Kollisionspunkts. Daher werden die Bilder unterhalb des Kollisionspunkts abgeschnitten. Nach dieser Prozedur sind lediglich die Tropfenkonturen sichtbar und der morphologische Filter segmentiert die Tropfen in dem Bild.

#### 4.2.1.2 Bestimmung des Schwerpunkts und der Fluggeschwindigkeit eines Tropfens

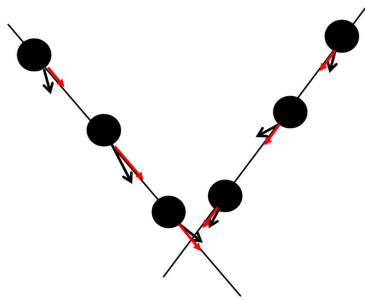
Nachdem die bildvorbereitenden Maßnahmen abgeschlossen sind, können die Konturpunkte eines zusammenhängenden Objektes den jeweiligen Pixelpunkten im Bild zugeordnet werden. Aus dem arithmetischen Mittel aller Konturpunkte kann der Flächenschwerpunkt des Tropfens ermittelt werden. Bei kugelförmiger Tropfengestalt ist der Flächenschwerpunkt mit dem Raumschwerpunkt identisch. Das arithmetische Mittel des Abstands des Schwerpunkts von jedem Randpunkt liefert den mittleren Kreisradius (vgl. Abb. 4.6), der sehr gut mit den eigenen Messungen übereinstimmt (vgl. Abb. 4.8).



**Abb. 4.6.** Bestimmung des Tropfenradius und des Schwerpunkts eines Tropfens.

Diese Schwerpunkte stellen die Ausgangsbasis für die Berechnung der Fluggeschwindigkeit des Tropfens dar. Diese wird bestimmt, indem der Abstand der Schwerpunkte desselben Objekts nach einer definierten Zeitspanne (Bewegung zwischen zwei oder mehr Bildern) ermittelt wird. Es wird also für diesen kurzen Zeitraum das Weg-Zeit-Gesetz der gleichförmigen Bewegung (Beweis siehe Abb. 5.5 a)) zugrunde gelegt. Jedoch ist die Identifikation der Tropfen innerhalb einer Kette zwischen zwei Bildern nicht unbedingt eindeutig, weshalb ein Kriterium entwickelt wurde, das zum einen die eindeutige Zuordnung bei gleichzeitiger Einhaltung der korrekten Flugrichtung erlaubt und zum anderen einen größeren räumlichen Versatz zwischen den Tropfen zulässt. Durch die Bestimmung der mittleren Flugrichtung werden streuende, also fehlerhafte, Geschwindigkeitsvektoren minimiert, wodurch die Grundlage für die exakte Berechnung des Kollisionspunkts gegeben ist. Abb. 4.7 zeigt das prinzipielle Vorgehen.

Die Schwerpunkte der Tropfen eines Strahls liegen im betrachteten Abschnitt auf einer Geraden. Aus der Regression der Tropfenschwerpunkte lässt sich die mittlere, normierte Flugrichtung bestimmen, entlang dieser dann die Tropfen bis zur Kollision verschoben werden. Das Kriterium für eine Kollision ist die Gleichheit der Länge des Richtungs-



**Abb. 4.7.** Schematische Darstellung der Normierung der Flugrichtung und Beseitigung streuender Vektoren; Korrekturprozedur durch Normierung (rote Pfeile) der gemessenen Geschwindigkeitsvektoren (schwarze Pfeile).

vektors der Tropfenmittelpunkte  $P_{1,2}$  und die Summe der Radien  $r_1$  und  $r_2$  der Tropfen:

$$r_1 + r_2 = |P_{1,2}|. \quad (4.4)$$

Bevor man den weiteren Flug der Tropfen berechnen kann, muss die Fluggeschwindigkeit und -richtung des jeweiligen Tropfens bestimmt werden. Dies geschieht, indem zwei durch einen zeitlichen Versatz getrennte Bilder ausgewertet werden. Sofern die Tropfen langsam fliegen oder die Bildaufnahme rate hoch ist, ist es möglich das PTV-Kriterium anzuwenden. Dieses fordert, dass der Weg für die Identifikation eines Tropfens zwischen zwei Bildern, den der Tropfen in der Zeitspanne  $\Delta t$  zurücklegt, kleiner als der Radius des Tropfens sein muss.

### 4.2.2 Erweitertes Kriterium zur Partikelverfolgung

Unter bestimmten Voraussetzungen, wie der Forderung, dass die Konzentration der Partikel (Tropfen) gering und die Flugrichtung eindeutig bestimmt ist, kann dieses Kriterium bedingt aufgeweicht und damit erweitert werden. Dies ist hier der Fall, denn die Tropfen fliegen entlang einer „Kette“ und haben alle dieselbe Flugrichtung. Indem die Tropfen entlang der mittleren Flugrichtung um eine bestimmte Distanz verschoben werden, kann eine zu geringe Aufnahmezeit (für PTV) kompensiert werden. Jedoch funktioniert das Verfahren nicht für beliebige Verschiebungen, weil dann die Identifikation der Einzeltropfen zwischen zwei Bildern verloren geht. In den Auswertungen wurde eine Verschiebung  $\lambda \leq 0.75 d$  (Tropfendurchmesser) angesetzt, da dies ein guter Kompromiss zwischen einstellbarer Bildrate und Tropfengeschwindigkeit ist. Abb. 4.8 verdeutlicht das „erweiterte PTV-Kriterium“.

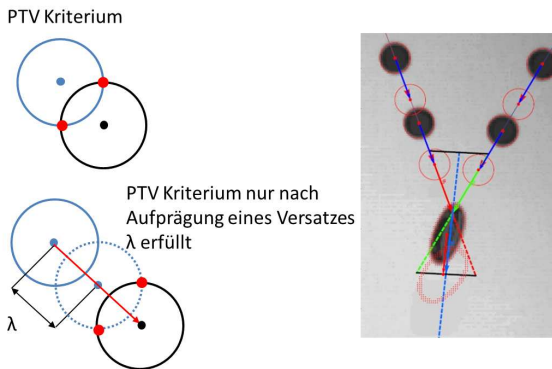
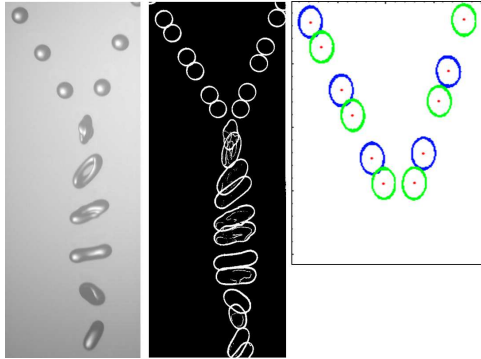


Abb. 4.8. Erweiterung des PTV-Kriteriums.

Das Kriterium kann aber auch bei großen Geschwindigkeitsunterschieden im selben Bild genutzt werden, wie dies in einer horizontalen Scherschicht der Fall ist.



**Abb. 4.9.** Prozess der Bildverarbeitung, links: Rohbild, Mitte: Verarbeitungsschritte, rechts: Konturen und Tropfenschwerpunkte nach der Bildbearbeitung.

Eine Validierung der Methode wird unter Punkt 5.2 angegeben. Diese Verarbeitungsschritte waren notwendig, um alle wesentlichen Eigenschaften der Tropfen vor dem Stoß zu ermitteln. Sie sind zum Vergleich noch einmal in der Abb. 4.9 dargestellt.

Hierbei wird von einem Rohbild ausgegangen, auf das die genannten Filter angewendet werden. Eine Überlagerung zweier Einzelbilder mit einem definierten zeitlichen Versatz führt zu einem Doppelbild, von dem nun die Tropfenmittelpunkte aus den Konturen bestimmt werden können. Eine nachgelagerte graphische Bearbeitung und die Anwendung des Impulserhaltungssatzes liefern schließlich das finale bearbeitete Bild (vgl. Abb. 4.8).

Für die Bestimmung der Eigenschaften am Kollisionspunkt werden die Tropfen virtuell an den Kollisionspunkt verschoben. Hierfür wird der normierte mittlere Flugrichtungsvektor mit der Geschwindigkeit multipliziert. Die Tropfen werden solange verschoben, bis sie entweder kollidieren oder keine Kollision auftritt, da sie über den Schnittpunkt der Regressionsgeraden der Strahlen hinaus verschoben wur-

den. Für kollidierte Tropfen lassen sich aus den Bestimmungsgleichungen Gln. (4.1)-(4.3) sofort die Flugbahn und die resultierende Fluggeschwindigkeit bestimmen. Im Gegensatz zur Koaleszenz, wo der berechnete Schwerpunkt tatsächlich im Massenschwerpunkt des neu entstandenen Tropfens liegt, ist für Bouncing und Separation die hier berechnete Flugbahn die Bahn des virtuellen (ohne Masse besetzten) Schwerpunkts. Des Weiteren lassen sich die Geschwindigkeiten nach dem Stoß und ebenfalls für einfache Fälle, z. B. einen rotierenden Zylinder, die kinetischen Energien (translatorisch und rotatorisch) bestimmen. Diese sind jedoch erst fernab vom tatsächlichen Kollisionsort berechenbar, weil vorher die Oszillationen des Kollisionskomplexes zu groß sind, um eine präzise Kalkulation der Bewegungsgröße zu gewährleisten. Aus diesem Grund wird hier auf die Vorstellung der Berechnungsvorschrift verzichtet, weil diese keinen Rückschluss darüber gibt, warum die Tropfenoberfläche aufreißt.

Die hier beschriebenen Methoden sind für die Durchführung der Versuche notwendig, um die relevanten Größen bei der Kollision zweier Tropfen zu bestimmen. Im nächsten Abschnitt werden die Ergebnisse der Versuchsdurchführung vorgestellt und diskutiert. Zuvor werden die hier vorgestellten Methoden hinsichtlich ihrer Brauchbarkeit analysiert und mit etablierten Methoden verglichen.





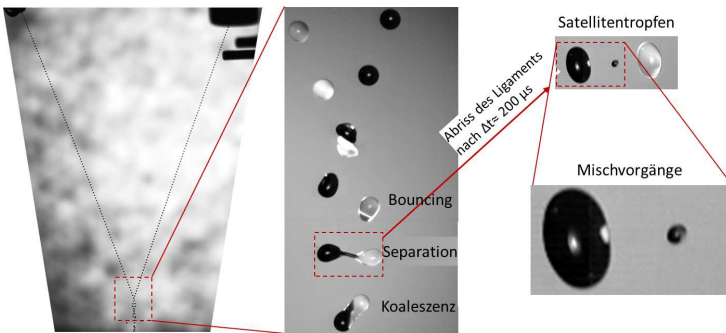
## 5 Darstellung und Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Die Darlegung der experimentellen Ergebnisse beginnt mit dem Makroprozess der Strahlerzeugung. Die Monodispersität, die Lebensdauer des Strahls als monodisperse Kette und weitere wesentlichen Eigenschaften werden zunächst vorgestellt. Darauf aufbauend wird der Mikroprozess der Kollision untersucht, wobei für die entwickelten Methoden (vgl. Kapitel 4) eine Validierung vorangestellt werden muss. Die Beschreibung der Ergebnisse von Tropfenkollisionen stellt den Hauptteil dieses Kapitels dar. Dort werden die Eigenschaften der einzelnen Stoffsysteme bezüglich ihrer Kollisionsregime exemplarisch an der Stoffklasse K30 diskutiert und mit bekannten Modellen aus der Literatur verglichen. Eine Sonderrolle kommt den Separationsprozessen zu, da diese in technischen Sprühprozessen zu einer Verbreiterung der Tropfengrößenverteilung durch Ausbildung von Satellitentropfen führen und deshalb häufig vermieden werden sollen, um die Größenverteilung enger zu gestalten. Aus diesem Grund werden die beiden Prozesse der Separation (reflexive und dehnende) genauer untersucht und eine Analyse der Satellitentropfen in Abhängigkeit von der Viskosität im Anschluss daran vorgestellt.

Die laserinduzierte Fluoreszenz in Kombination mit dem Farbstoff Rhodamin B gestattet eine qualitative Analyse von Mischungs- und Penetrationseffekten, wodurch eine neue Qualität bei der Beobachtung von Tropfenkollisionen erreicht werden kann. Diese äußert sich neben den bisher messtechnisch zugänglichen äußeren Größen, wie Tropfengröße, Geschwindigkeit und Flugrichtung der Tropfen, durch eine detaillierte Darstellung innerer Größen (wie z. B. eine Konzentrations-

verteilung innerhalb eines Tropfens).

Damit wird eine Gesamtbeschreibung des Prozesses erreicht, der ausgehend von der Makroebene immer detaillierter in Richtung der Mikroebene verläuft und schließlich sogar ein Einblick in das Innere der Tropfen ermöglicht wird (vgl. Abb. 5.1). Dies ist wesentlich für das Gesamtverständnis der Kollision zweier Tropfen, da es möglich wird, Eigenschaften, die am Ort der Erzeugung der Tropfen vorhanden sind, bis zur Kollision zu transportieren, wo sie möglicherweise sogar Einfluss auf das Kollisionsergebnis nehmen.



**Abb. 5.1.** Untersuchungsaspekte auf verschiedenen Längenskalen.

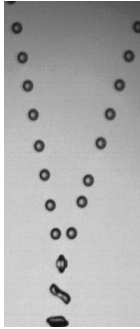
Bei realen Sprühprozessen tritt eine Trocknung der Tropfen stromabwärts auf, da am Ende ein Pulver erzeugt werden soll. Das gesetzte Ziel, den Einfluss der Viskosität auf das Kollisionsergebnis zu untersuchen, lässt sich auch als definierte Trocknung interpretieren, weil hier Tropfen mit festgelegtem Feststoffanteil (was natürlich nur für gelöste oder suspendierte Feststoffe und nicht für Reinsubstanzen gilt), also verschiedenen Trocknungszuständen, zur Kollision gebracht werden. Aus den Kollisionsergebnissen werden charakteristische Eigenschaften für die Modellierung (vgl. Kapitel 6.3) extrahiert und allgemeine Eigenschaften abgeleitet, die für viele Stoffklassen gültig sind.

Die Modellierung beschränkt sich ausschließlich auf die Unterscheidung von Kollisionsregimen, insbesondere der Separationsprozesse, da diese in einem technischen Prozess zu einer meist ungewollten Verbreiterung der Tropfengrößenverteilung führen.

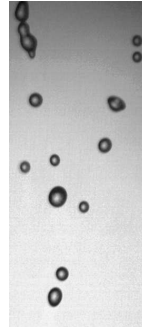
## 5.1 Wesentliche Eigenschaften des Tropfenstrahls

Im Kapitel 3 wurde ausführlich der Aufbau und das Funktionsprinzip der Düsen erläutert. Die Art der Anregung und die Konfiguration der Anlage führen zu besonderen Eigenschaften des Strahls. Die wichtigste Eigenschaft des Strahls besteht darin, bei geeigneter Wahl der Anregungsfrequenz und passendem Volumenstrom, eine monodisperse Tropfenkette erzeugen zu können, deren Tropfengeschwindigkeit und -abstände untereinander sich selbst bei sehr großen Entfernungen (bis zu 1000 Düsendurchmesser  $d_0$ ) von der Düse kaum ändern. Daraus ergeben sich für das Experiment einige Vorteile.

So wird durch den Transport dieser Eigenschaften ein unveränderlicher Kollisionsort über große Entfernungen ermöglicht, der die Grundlage einer reproduzierbaren Untersuchung bildet. Die Parameter Auftreffwinkel und Relativgeschwindigkeit können dadurch definiert eingestellt werden. Ein weiterer Vorteil gegenüber dem unangeregten Strahl ist die zuvor beschriebene Monodispersität der Tropfen sowie die Vermeidung der Oszillation der Tropfenoberfläche, wodurch die Bestimmung der Größen deutlich vereinfacht wird und Fehler minimiert werden können. Abb. 5.2 hebt die Bedeutung der Anregung nochmals hervor. Die Fluggeschwindigkeit der Tropfen beträgt in beiden Bildern etwa 4 m/s und der Kollisionsort ist etwa 500  $d_0$  von der Düse entfernt. Hier wird ein weiterer Vorteil der Anregung deutlich: Die Aufweitung des Strahls wird deutlich verkleinert, sodass eine Streuung des Kollisionsortes nahezu ausgeschlossen wird und somit eine bessere Reproduzierbarkeit der Ergebnisse geschaffen wird (vgl. Abb. 5.3).



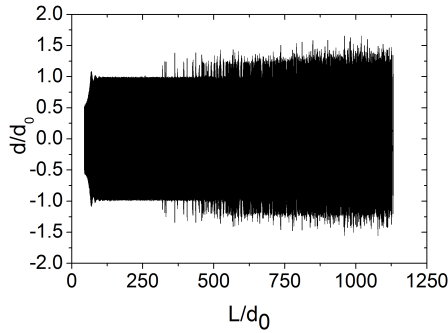
a) angeregter Strahl mit  
 $u \approx 4 \text{ m/s}$ .



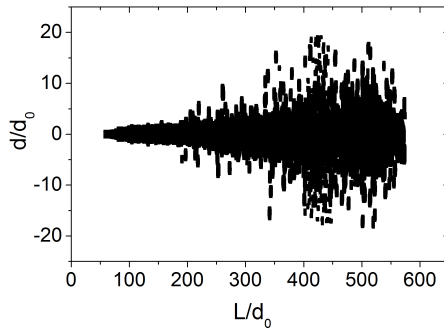
b) unangeregter Strahl mit  
 $u \approx 4 \text{ m/s}$ .

**Abb. 5.2.** Bedeutung der Anregung für die Strahleigenschaften.

Für die Ergebnisse (Abb. 5.3 bis 5.5) wurde ein einzelner Tropfenstrahl vertikal nach unten gerichtet und die Kamera relativ zum Strahl verfahren. Während der angeregte Strahl lediglich eine Aufweitung  $\theta_s$  von etwa  $0.082^\circ$  zeigt, ist der Winkel der Aufweitung für den unangeregten Strahl deutlich größer, nämlich etwa  $2.066^\circ$ . Diese Werte des Zweistoffsystems Flüssigkeit/Luft sind natürlich immer noch wesentlich kleiner als beim Freistrah Luft/Luft (Berechnung: Naue und Bärwolff (1992); Exp: Reichardt (1942)). Im angeregten Strahl lassen sich bis zur endgültigen Erzeugung der monodispersen Tropfenkette mehrere Zustände unterscheiden. Diese Zustände sind in Abb. 5.4 deutlicher dargestellt. Im Bereich I ist der Strahl aus der Düse ausgetreten und existiert noch als Vollstrahl. Dieser Strahl schnürt sich ein bis die Tropfen abreißen (Bereich II) und zu oszillieren beginnen (Bereich III). Nachdem die Oszillationen abgeklungen sind, existiert der Strahl als nahezu monodisperse Kette über viele hundert Düsendurchmesser mit sehr geringer Aufweitung.

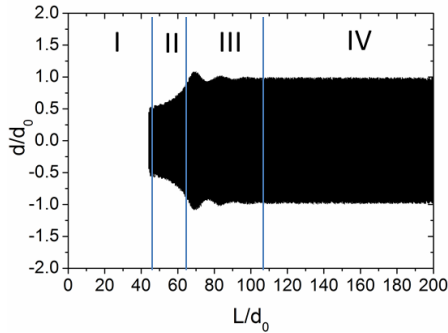


a)  $\tan(\theta_s) = 0.001428$ ,  $\theta_s \approx 0.0819^\circ$



b)  $\tan(\theta_s) = 0.03607$ ,  $\theta_s \approx 2.066^\circ$

**Abb. 5.3.** Aufweitung  $d/d_0$  des Tropfenstrahls mit zunehmender Entfernung von der Düse  $L/d_0$ ,  
a) angeregter Strahl,  
b) unangeregter Strahl.

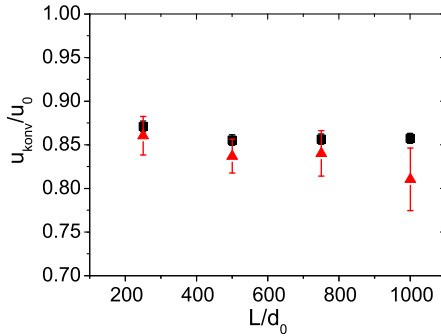


**Abb. 5.4.** Einteilung des Strahls in 4 Bereiche: I - Vollstrahl; II - Tropfenabriss; III - Oszillation; IV - Monodisperse Kette.

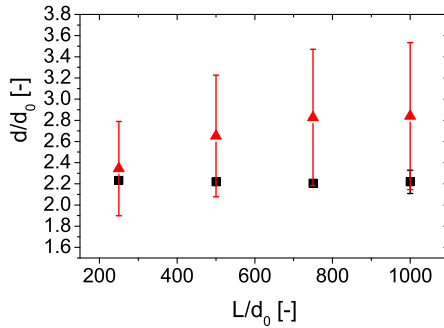
Mit der Monodispersität der Tropfen geht beim angeregten Strahl auch eine Konstanz der Fluggeschwindigkeit der Tropfen einher. So sind Geschwindigkeitsschwankungen im Strahl sehr klein und nahezu konstant, während die Fluggeschwindigkeit der Tropfen im unangeregten Zustand stetig abnimmt und die Streuung drastisch ansteigt (vgl. Abb. 5.5 a)).

Ein ähnliches Verhalten lässt sich bei den Tropfendurchmessern beobachten (vgl. Abb. 5.5 b)). Nachdem sich die Struktur aufgelöst hat, gelten diese Eigenschaften nicht mehr. Das bedeutet, dass sich die Geschwindigkeit der einzelnen Tropfen verändert, sie nicht mehr entlang einer Kette fliegen und folglich sich auch einholen und verschmelzen können, wodurch eine Verbreiterung der Durchmesserverteilung induziert wird.

Wird der Strahl einem Querwind ausgesetzt, kommt es zu einer Auslenkung des Strahls. Die durch den Querwind verursachte Auslenkung der Tropfen besitzt eine wellenförmige Struktur (vgl. Abb. 5.6). Dabei scheint eine Wechselwirkung zwischen den Tropfen zu existieren, obwohl mehrere Tropfendurchmesser Luft zwischen zwei Tropfen vorhanden sind. Denn je kürzer die Abstände der Partikel sind, desto



a) Geschwindigkeit und Standardabweichung der Tropfen.



b) Durchmesser und Standardabweichung der Tropfen.

**Abb. 5.5.** Beschreibung der Eigenschaften des Tropfenstrahls. Quadrate: angeregter Strahl, Dreiecke: unangeregter Strahl; Fehlerbalken sind die Standardabweichung der dargestellten Größe;  $u_0$  ist die Düsenaustrittsgeschwindigkeit,

- a) Fluggeschwindigkeit  $u_{konv}$ ,  
 b) Größe der Tropfen mit zunehmender Entfernung von der Düsenöffnung.

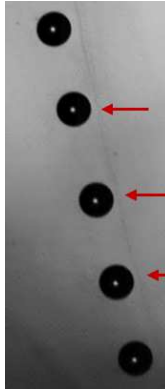
steifer erscheint der Strahl gegen äußere Störungen (z. B. einem Querwind). Nachdem der Strahl mit einem Querwind beaufschlagt wurde, baut sich die Struktur sehr schnell ab, wodurch die Konstanz der Eigenschaften verloren geht. Bei entsprechend starkem Querwind ließe sich die Struktur natürlich sofort zerstören, doch es soll hier darauf hingewiesen werden, dass das Verhalten eher auf eine Wechselwirkung innerhalb der Kette hinweist, als auf eine Kette einzelner loser Tropfen.



**Abb. 5.6.** Wellenförmige Auslenkung des Tropfenstrahls im Querwind (von links).

Weiterhin lässt sich feststellen, dass der angeregte Tropfenstrahl in nur sehr geringem Maße Luft aus seiner Umgebung ansaugt. Es bildet sich vielmehr ein Schlauch in dem die Tropfen fliegen. So lässt sich aus Abb. 5.7 die sehr dünne Grenzschicht mit rot markierten Pfeilen erkennen. Diese Schicht bewegt sich beim Vorbeiflug der Tropfen entsprechend der Position des Tropfens hinein oder heraus. Dieser Vorgang lässt sich besonders gut an den Tropfen und dem Raum dazwischen im Bild finden.

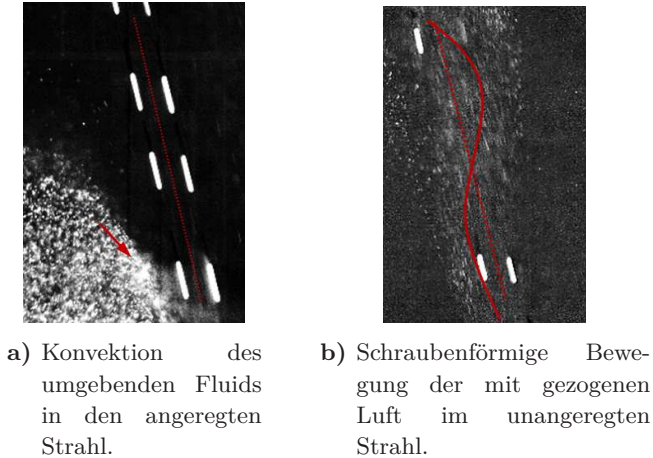




**Abb. 5.7.** Rauchgrenzschicht um einen angeregten Tropfenstrahl.

Nur wenn das umgebende Fluid durch eigene Konvektion in der Lage ist, in den Strahl einzudringen, wird es mitgerissen. Innerhalb des Strahls wird es dann laminar bis zum Kollisionspunkt transportiert. Nach dem Kollisionspunkt ist der Strahl desintegriert und eine starke Ansaugung der Luft findet statt. Dies ist insoweit nicht verwunderlich, da bei den Kollisionen die einheitliche Flugrichtung gebrochen wird und nun viele neue mögliche Flugrichtungen hinzukommen. Im Gegensatz dazu steht der unangeregte Strahl, der andere Strukturen beim Transport der Luft provoziert. Hier bewegt sich die Luft nicht mehr entlang einer Geraden, sondern sie kann schraubenähnlich transportiert werden. In Abb. 5.8 sind die weißen, leicht schrägen Linien die Reflexionen der Tropfen, die im Zusammenhang mit der Belichtungszeit zustande kommen. Zur Visualisierung der Strömung werden Tracerpartikel (Nebelfluid) eingesetzt, die als kleine weiße Punkte erscheinen. Der Pfeil in Abb. 5.8 a) deutet den Punkt an, wo das Nebelfluid in den Strahl eindringt und dann mitgerissen wird. Die rot gepunktete Linie zeigt die mittlere Flugrichtung der Tropfen an. Die durchgezogene schraubenförmige Linie in Abb. 5.8 b) zeigt die Bewegung der Luft

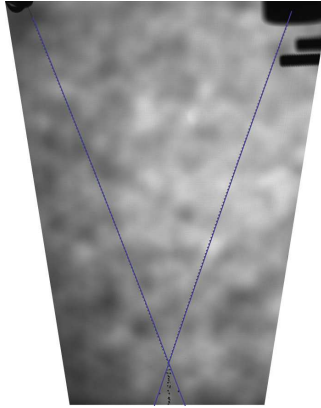
im nicht angeregten Strahl. Aufgrund der Geschwindigkeit der Tropfen und des Abstands der Düsen zueinander, fliegen die Tropfen auf einer sehr wenig gekrümmten Parabel (vgl. Abb. 5.9) bis sie den Kollisionspunkt erreichen, weshalb die Annahme (Flug entlang einer Geraden) aus Kapitel 4.2.1.1 gerechtfertigt ist.



**Abb. 5.8.** Luftströmung innerhalb und um den Strahl; rot gepunktet ist die mittlere Flugrichtung der Tropfen, durchgezogene Linie deutet den zeitlichen Verlauf der Luftströmung an.

Wegen der geringen Größe des Beobachtungsfelds kann in diesem Ausschnitt der Flug der Tropfen sehr gut durch eine Gerade approximiert werden. Das Verhalten ändert sich, wenn die Tropfenabstände größer werden, denn dann wird der Strahl sehr labil gegenüber Störungen von außen und die Tropfen fliegen stärker auf einer gekrümmten Bahn. Selbst kleinste Störungen der Umgebung führen dann zu einem Flattern des Strahls. Die Flugbahn lässt sich mit Hilfe der Wurfparabel beschreiben, jedoch ist die berechnete Geschwindigkeit nicht mit der tatsächlich gemessenen vergleichbar.

Auch eine Behandlung der Tropfen als Einzelpartikel für die Bestimmung der stationären Sinkgeschwindigkeit über die Archimedes ( $Ar$ ) - und Ljascenkozahl ( $Lj$ ) erweist sich als fehlerhaft.



**Abb. 5.9.** Flug der angeregten Tropfen entlang der Kette; blaue Linie: Wurfparabel unter Annahme eines Einzeltropfens (Abstand der Düsen  $\approx 350 d_0$ ; Entfernung des Kollisionspunktes von der Düse  $\approx 500 d_0$ ).

Die Frage, woher diese Eigenschaften resultieren, kann hier nicht geklärt werden, doch zeigt diese Untersuchung, dass die erzwungenen Schwingungen der Flüssigkeit bestimmte Eigenschaften, wie Tropfengröße, Geschwindigkeit, Flugrichtung und Aufweitung, provozieren. Als Ergebnis erhält man eine Struktur mit konstanten Eigenschaften, die über sehr große Distanzen (bis etwa  $1000 d_0$ ) ohne merkliche Änderung existieren können. Der Strahl ist also nahezu dispersionsfrei, was diese Eigenschaften angeht. Ähnliche Eigenschaften bei einem ganz anderen technischen Prozess entdeckte im Jahr 1834 Scott Russel. Nach einem abrupten Stopp eines Schiffes in einem flachen und relativ schmalen Kanal entstand eine Welle, die sich stetig fortpflanzte.

Russel verfolgte diese eine Welle über mehrere Kilometer. Die Eigenschaften der Welle, also Geschwindigkeit und Höhe des Wellenberg änderten sich kaum, was Russel (1844, S. 311-390) in späteren Versuchen nachwies. Er war der Entdecker der Solitonen, deren konstante Eigenschaften durch eine Wechselwirkung von Dispersionseffekten und dem nichtlinearen Teil der Differentialgleichung entstehen. Dabei kompensiert die Nichtlinearität des Prozesses die Dispersionseffekte (Meinel *et al.* (1991, S. 27 ff.)), mit dem Ergebnis, dass die Eigenschaften über große Entfernungen konstant bleiben. Gl. (5.1) ist die prinzipielle Differentialgleichung zur Beschreibung von Solitonen nach Meinel *et al.* (1991, ab S. 127).

$$\frac{\partial u}{\partial t} + Cu \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} = 0, \quad (5.1)$$

hierin sind  $C$  eine Konstante (für  $C=6$  erhält man die Korteweg-de Vries Gleichung) und  $u$  das Geschwindigkeitspotential.

Ein Analogieschluss liegt auf der Hand. Es könnte möglich sein, dass die monodisperse Tropfenkette durch die Anregung letztendlich eine kontinuierliche Solitonenkette ist, in deren Tälern oder Bergen die Tropfen aufgereiht werden. Diese Vorstellung entspricht der Nutzung eines Levitators, bei dem Tropfen in einem stehenden akustischen Feld entlang der Wellenberge bzw. -täler in der Luft in Schwebe gehalten werden und definierte Abständen zueinander aufweisen. Zumindest könnten damit einige Eigenschaften des Strahls besser geklärt werden, was den Rahmen dieser Arbeit weit übertreffen würde und ein Anstoß für zukünftige Arbeiten sein könnte.

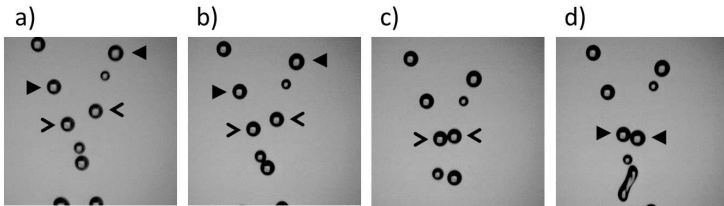
## 5.2 Validierung der Methode zur Verfolgung der Partikel

Im Kapitel 4.2.1.2 wurde das prinzipielle Vorgehen zur Bestimmung der Fluggeschwindigkeit vorgestellt. Dabei wurde ein neues Verfahren entwickelt, das im Gegensatz zu anderen Verfahren (z. B. Bestimmung der Kollisionsparameter am Messungsort nach Ashgriz und Poo (1990)) die notwendigen Parameter am Kollisionspunkt direkt bestimmt. Hinzu kommt, dass eine Korrektur der Flugrichtung für streuende Geschwindigkeitsvektoren durchgeführt wird. Beide Aspekte bewirken eine Verringerung der örtlichen Streuung des Kollisionspunktes, wodurch dem experimentellen Befund eines örtlich sehr stabilen Kollisionspunktes optimal Rechnung getragen wird.

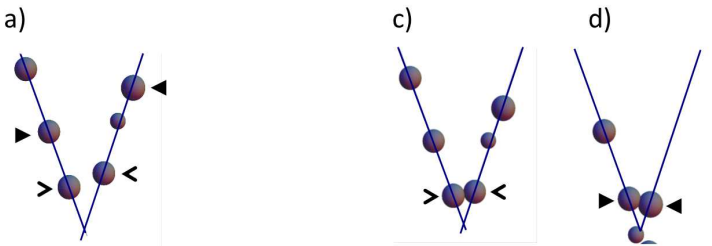
Die Verringerung dieser Fehler trägt dazu bei, dass die initiale Entfernung der Tropfen vom Kollisionspunkt gesteigert werden kann. Somit können durchaus 3 Tropfenpaare oberhalb des Kollisionspunktes gleichzeitig analysiert werden. Für die Validierung der Methode wurde eine Anregung gewählt, deren Qualität durch unterschiedliche Tropfen Größen und Fluggeschwindigkeiten der Tropfen in der Kette gekennzeichnet ist. Dies erweist sich für die Bewertung der Methode als Vorteil, da zum einen die unterschiedlichen Tropfenpaare besser auseinander gehalten werden können und zum anderen der Beweis erbracht wird, dass auch kleine Tropfen korrekt verfolgt werden. Abb. 5.10 und Abb. 5.11 zeigen den Vergleich zwischen Bildfolgen des Experiments und der Auswertungsmethode. Anregungen, wie sie für die Experimente verwendet werden, sind exemplarisch in Abb. 4.1 dargestellt.

Die ersten beiden Bilder a) und b) aus Abb. 5.10 werden für die Bestimmung der notwendigen Größen, wie Geschwindigkeit und Flugrichtung, benötigt. Die letzten beiden Bilder c) und d) werden für den Vergleich zwischen Methode und Experiment herangezogen. Das erste Bild von Abb. 5.11 ist zum besseren Verständnis der Startpositionen der Tropfen noch einmal mit aufgeführt.

Das Bild b) der Abb. 5.11 wurde herausgelassen, da es für den Vergleich unnötig ist. Entscheidend sind die Bilder c) und d) beider Sequenzen. Denn hier werden die Tropfen zum Kollisionszeitpunkt dargestellt.



**Abb. 5.10.** Zeitlicher Verlauf zweier Tropfenkollisionen; identische Pfeiltypen links bzw. rechts der Tropfenkette deuten das kollidierende Tropfenpaar an.



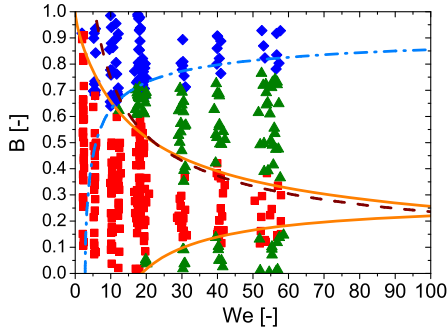
**Abb. 5.11.** Validierung der neuen Methode durch Vergleich der Lage der Tropfen zueinander im Kollisionspunkt; gleiche Pfeile links bzw. rechts der Tropfenkette deuten das kollidierende Tropfenpaar an.

Zunächst kollidieren die Tropfen, die sich am nächsten zum Kollisionspunkt befinden. Dieses Tropfenpaar ist mit einem leeren Pfeil dargestellt, während das andere durch einen gefüllten Pfeil identifiziert wird.

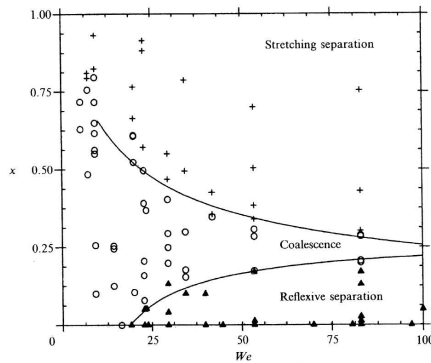
Der Vergleich der beiden Abbildungen c) und d) zeigt sehr gute Übereinstimmung hinsichtlich der Lage der Tropfen zueinander. Der kleine mittlere Tropfen in der rechten Tropfenkette fliegt ohne Kollision weiter, was nicht unbedingt sofort ersichtlich scheint, jedoch aufgrund seiner Geschwindigkeit und seiner Größe dem Ausgang des Experiments entspricht. Er ist jeweils in d) der Abb. 5.10 und 5.11 unterhalb des Kollisionspunktes zu finden.

Damit ist bewiesen, dass die Methode geeignet ist, die Lage der Tropfen im Kollisionspunkt zu bestimmen. In Kombination mit den anderen Methoden zur Relativgeschwindigkeitsänderung und Modifikation des Auftreffwinkels fehlt allerdings noch der Beleg, dass die Ergebnisse mit denen aus zuvor veröffentlichten Arbeiten übereinstimmen. Zur Überprüfung wird das *B-We*-Diagramm für Wasser herangezogen. Abb. 5.12 a) zeigt die eigenen experimentellen Ergebnisse in Kombination mit den angepassten Grenzlinien aus den Arbeiten von Ashgriz und Poo (1990), Jiang *et al.* (1992) sowie Estrade *et al.* (1999). Rote Vierecke stellen den Bereich der Koaleszenz, grüne Dreiecke das Regime der Separation und blaue Rauten das Gebiet des Bouncing dar. Eine genauere Betrachtung des Diagramms zeigt, dass für kleine Weberzahlen bei nahezu jeder möglichen Stoßkonstellation Koaleszenz auftritt. Mit Steigerung der Relativgeschwindigkeit nimmt der Anteil des Bouncing zunächst zu, aber mit dem Auftreten der ersten Separation bei etwa  $We \approx 12$  wieder stetig ab. Aus dem experimentellen Befund lässt sich die Ausbildung eines Minimums für den Verlauf des Bouncing erkennen.

Der Grenzverlauf der Koaleszenz nimmt mit steigender Weberzahl exponentiell ab. Zusätzlich wird der Bereich der Koaleszenz durch das Auftreten von reflexiver Separation ab etwa  $We \approx 19$  verringert. Bei höheren Weberzahlen entwickelt sich die Separation (dehnende und reflexive) zum wahrscheinlichsten Kollisionsergebnis beim Zusammenstoß zweier Tropfen. Wenn die experimentellen Ergebnisse von Ashgriz und Poo (vgl. Abb. 5.12 b)) zum Vergleich mit den eigenen Messungen



a) Eigene Experimente nach neuer Methode.



b) Ergebnisse von Ashgriz und Poo (1990) mit den Grenzlinien der Separation.

**Abb. 5.12.**  $B$ - $We$ -Diagramm für Wasser,

a) Experimente mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) mit  $C_a=2.33$  und  $C_b=0.41$  (gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation, b) Ergebnisse von Ashgriz und Poo.



heran gezogen werden, lassen sich nahezu identische Regimeverläufe für Koaleszenz und Separation erkennen. Das Regime des Bouncing wurde von Ashgriz und Poo (1990) nicht gefunden, weshalb die Werte oberhalb der Grenze Koaleszenz/Separation nicht vertrauenswürdig sind.

Beim Vergleich der Grenzlinien der Modelle mit den Regimegrenzen des Wassers aus der eigenen Arbeit lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung feststellen. So bildet das Modell von Ashgriz und Poo fast exakt die Grenzen der Koaleszenz ab. Das Modell von Jiang *et al.*, welches für den Grenzverlauf Koaleszenz/Separation entwickelt wurde, lässt sich nur mit guter Übereinstimmung bis zu einer Weberzahl von etwa 14 anwenden.

Nachdem gezeigt wurde, dass die eigene Methode große Genauigkeit und gegenüber anderen Methoden eine bessere zeitliche Auflösung des Kollisionsvorgangs besitzt sowie eine gewisse Distanz der Tropfen vom Kollisionspunkt erlaubt, kann mit der Durchführung der Parametermodifikationen begonnen werden. Zuvor soll jedoch noch der Einfluss einer dreidimensional schiefen Kollision (Versatz in der Parallelebene) diskutiert und ein Ansatz skizziert werden, wie diese schiefen Kollisionen in die ursprüngliche Betrachtungsweise zurück transformiert werden können, wodurch die noch vorzustellenden *B-We*-Diagramme einen allgemeineren Charakter gewinnen.

### 5.3 Darstellung der Kollisionsergebnisse für K30

#### 5.3.1 Einfluss einer schiefen zentralen Kollision in 3D auf das Kollisionsergebnis

Die künftige Darstellung der Ergebnisse bezieht sich immer auf einen sehr speziellen Fall der Kollision. In allen Experimenten werden die Tropfenstrahlen so zueinander ausgerichtet, dass in der Parallelebene der Kollision die Schwerpunkte der Tropfen übereinander liegen. Dadurch vereinfacht sich die Berechnung des Auftreffwinkels vom Dreidimensionalen (Richtungsvektor besteht aus einer  $x$ ,  $y$ ,  $z$ -Komponente) in die Ebene. Nur wenn der Stoß in der Parallelebene gerade ist, lässt sich der gesamte Auftreffwinkelbereich abdecken, da sonst der Auftreffwinkel immer größer Null sein wird. Die erste Ebene ist die  $x$ - $y$ -Ebene (vgl. Abb. 5.13 grün; Frontansicht). Hier werden die Tropfen aufgenommen und die Geschwindigkeit, die Größe und die Flugrichtung, sowie das Ergebnis der Kollision bestimmt. Wie in Abb. 5.13 angedeutet, fliegen die Tropfen also entlang dieser Ebene und können dort unterschiedliche geometrische Lagen zueinander im Moment des Zusammenstoßes aufweisen.

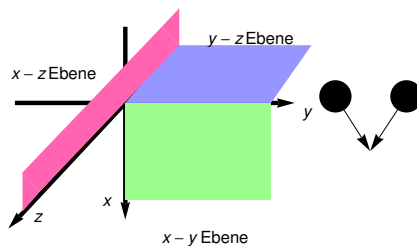


Abb. 5.13. Definition der Beobachtungsebenen bei der Kollision.

Als zweite Beobachtungsebene wird die  $x$ - $z$ -Ebene gewählt. Sie steht orthogonal auf der  $x$ - $y$ -Ebene. Hier wird in  $y$ -Richtung mit der Kamera geschaut, also parallel zur  $x$ - $y$ -Ebene. Die Tropfenstrahlen (Regressi- on der Tropfenschwerpunkte) bilden mit dem Normalenvektor der  $y$ - $z$ - Ebene eine weitere Ebene, die als Strahlebene definiert werden soll. Die Strahlebenen werden in  $z$ -Richtung solange gegeneinander verschoben, bis diese Ebenen identisch sind, also der Abstand beider Ebenen in der  $x$ - $z$ -Ebene gleich Null ist. Das bedeutet, dass die Schwerpunkte zweier kollidierender Tropfen der zwei Tropfenketten im Kollisionszeitpunkt exakt die gleiche  $z$ -Koordinate aufweisen. In dieser speziellen Situation haben die Strahlebenen der zwei Tropfenketten keinen Versatz zueinander, sie liegen nicht nur parallel zueinander, sondern exakt aufeinander. Wenn ein Versatz der zwei Strahlebenen in der  $x$ - $z$ -Ebene zugelassen wird (so wie es bei realen Kollisionen im Sprühturm fast immer der Fall sein wird), d.h., wenn die zwei Strahlebenen parallel zueinander um einen bestimmten Wert  $s$  in  $z$ -Richtung verschoben sind, dann kann damit auch ein schiefer zentraler Stoß modelliert werden. Bei  $B=0$  wird der schiefe Stoß in der  $x$ - $y$ -Ebene (Frontansicht) als vermeintlich gerader Stoß wahrgenommen, da in dieser Ebene nur die Projektion der Kollision aufgenommen wird. Weil aber nur die Frontansicht ausgewertet werden kann, ergibt sich bei einem Versatz der Strahlebenen in  $z$ -Richtung eine Verschiebung der Kollisionsregime hin zu kleineren Auftreffwinkeln.

Ein schiefer dreidimensionaler Stoß, der einen Versatz der Schwerpunkte in der  $z$ -Koordinate aufweist, lässt sich durch Verschieben der Tropfenstrahlen mit einer Mikrotraverse einfach realisieren. Die Schiefe des Stoßes in der Parallelebene lässt sich im Mittel bestimmen, da hier nur Aufnahmen über einen großen Zeitraum existieren. Die Positionen der Glanzpunkte dienen dabei als Grundlage für die Berechnung der  $z$ -Komponente des Richtungsvektors der Schwerpunkte. Aus Abb. 5.14 a) wird ersichtlich, dass die Schwerpunkte nicht übereinander liegen und somit ein schiefer dreidimensionalen Stoß vorliegt.

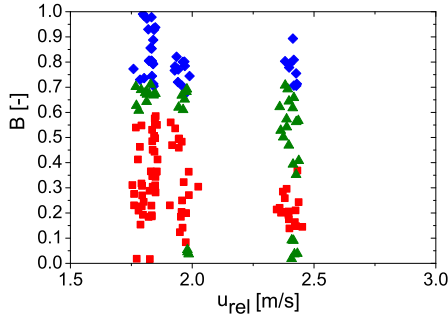
Dies ist insofern nicht verwunderlich, da durch den Versatz in  $z$ -Richtung niemals mehr ein gerader Stoß ( $B=0$ ) gegeben ist. Stattdessen sind alle Stöße als schief anzusehen. Abb. 5.14 a) zeigt die Frontansicht und b) den Versatz der Strahlen in  $z$ -Richtung.



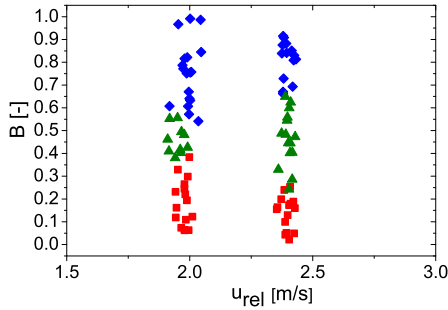
- a) Frontansicht; deh nende Separation als Kollisionsergebnis.
- b) Ansicht in Parallelebene; die Glanzpunkte entsprechen dem Abstand  $s$  der Schwerpunkte.

**Abb. 5.14.** Beispielaufnahme der Kameras in der Parallelebene und senkrechten Ebene (Frontansicht) bei Zulassen eines Versatzes  $\Delta z$  in  $z$ -Richtung.

Dieser schiefe Stoß verursacht eine falsche Auswertung der Kollisionsregime (vgl. Abb. 5.15 a) und b)), die dahingehend beeinflusst werden, dass eine Verschiebung der Regime hin zu kleineren Auftreffwinkeln auftritt. So verschwindet die reflexive Separation im betrachteten Bereich vollständig, der Beginn der deh nenden Separation wird ebenfalls nach unten verschoben. Die Verschiebung verursacht eine Vergrößerung des Anteils des Bouncing. Deshalb kann das Kollisionsproblem nicht mehr in der Ebene betrachtet werden.



a) Ohne Versatz  $\Delta z = 0$  wird das korrekte Ergebnis erzielt (siehe Abb. 5.12).



b) Der Versatz  $\Delta z = 0.33$  bleibt bei der Auswertung unberücksichtigt. Das Ergebnis wird fehlerhaft, die Regime werden nach unten verschoben.

**Abb. 5.15.** Einfluss des Versatzes  $\Delta z$  auf das Kollisionsergebnis in der Frontansicht.

Der ganze Vorgang lässt sich wie folgt bildlich darstellen: Der schiefe Stoß bewirkt eine fehlerhafte Interpretation des Auftreffwinkels, da die Schiefe in  $z$ -Richtung nicht berücksichtigt wird. Die Folge ist, dass die Regime zu kleineren Auftreffwinkeln verschoben werden. Bei großen Auftreffwinkeln wird in der Frontansicht immer noch Bouncing gemessen, obwohl die Tropfen gar nicht mehr miteinander kollidieren und folglich der Anteil des Bouncing im Diagramm deutlich ansteigt.

Dieser Effekt verstärkt sich, je größer der Versatz  $s$  in der  $z$ -Richtung wird. Dabei kann der Versatz  $\Delta z$  wie folgt definiert werden:

$$\Delta z = \frac{s}{d_S}, \quad (5.2)$$

wobei  $s$  der Abstand der Schwerpunkte der Tropfen und  $d_S$  der Durchmesser des kleineren Tropfens sind.

Die Abbildung 5.15 zeigt den Einfluss auf die Kollisionsregime, wenn die dritte Dimension vernachlässigt wird. Auch wenn hier nur ein Ausschnitt untersucht wurde, so lässt sich ein erheblicher Einfluss erkennen, der eine Verschiebung aller Regime um etwa 20-25% nach sich zieht. Wenn aber der Versatz in  $z$ -Richtung bekannt ist, so kann der tatsächliche Auftreffwinkel bestimmt werden, wodurch wieder das richtige Ergebnis berechnet wird. Dafür sind folgende Schritte durchzuführen:

- Drehung des Koordinatensystems,
- Berechnung des Relativgeschwindigkeitsvektors in 3D,
- Winkelberechnung.

### Drehung des Koordinatensystems

Die Bestimmung des  $z$ -Versatzes geschieht auf experimentellem Wege. Zur Vereinfachung der Drehung werden die Tropfenschwerpunkte so normiert, dass sich ein Tropfen im Koordinatenursprung befindet und der andere um die Position des ersten Tropfens verschoben wird.

Jetzt kann der Drehwinkel  $\beta$  bestimmt werden, um den die  $y$ -Achse später gedreht wird.  $\beta$  ist der eingeschlossene Winkel in der  $x$ - $z$ -Ebene zwischen dem Einheitsvektor  $\vec{e}_x$  der  $x$ -Achse und dem Richtungsvektor  $P_{1,2}^* = \{x, 0, z\}$ . Die Bestimmung des Winkels geschieht nach Gl. (5.3):

$$\beta = \frac{P_{1,2}^* \cdot \vec{e}_x}{|P_{1,2}^*| |\vec{e}_x|}. \quad (5.3)$$

Bevor die Koordinatentransformation durchgeführt werden kann, muss ein Fehler der zweidimensionalen Bestimmung der Koordinaten der Tropfen beim Zusammenstoß korrigiert werden. Die Projektion der Tropfen, die in der Frontansicht aufgenommen wird, berücksichtigt nicht den räumlichen Versatz der Tropfen, wodurch die Kollision etwas später stattfindet, als die Projektion vermuten lässt. Deshalb müssen die Tropfen ein kleines Stück weiter entlang der Flugrichtung verschoben werden, bis sie sich tatsächlich treffen. Zum Zeitpunkt des Kontakts wird der notwendige Drehwinkel bestimmt, welcher in die Rotationsmatrix eingesetzt wird. Die Rotation geschieht um die  $y$ -Achse, wodurch wieder die Konfiguration ohne  $z$ -Versatz erreicht wird. Auf der einen Seite reduziert man durch die Drehung die Komplexität der Ortslagen, jedoch muss dann auf der anderen Seite der Impulserhaltungssatz im Dreidimensionalen gelöst werden. Die Drehmatrix für die Rotation um die  $y$ -Achse lautet:

$$\begin{pmatrix} \cos(\beta) & 0 & \sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\beta) & 0 & \cos(\beta) \end{pmatrix}. \quad (5.4)$$

### Berechnung des Relativgeschwindigkeitsvektors aus 3D Impulserhaltung

Nun wird die Drehmatrix auf die Geschwindigkeitsvektoren der Tropfen angewendet und die Komponenten werden in den Impulserhaltungssatz für plastische Stöße eingesetzt, der im Dreidimensionalen allgemein lautet:

$$m_1 u_{1,x} + m_2 u_{2,x} = (m_1 + m_2) u_{3,x} \quad (5.5)$$

$$m_1 u_{1,y} + m_2 u_{2,y} = (m_1 + m_2) u_{3,y} \quad (5.6)$$

$$m_1 u_{1,z} + m_2 u_{2,z} = (m_1 + m_2) u_{3,z}. \quad (5.7)$$

Die Indices  $x$ ,  $y$ ,  $z$  geben die Komponenten der Geschwindigkeit in der jeweiligen Raumrichtung an. Aus dem Impulserhaltungssatz wird der Relativgeschwindigkeitsvektor bestimmt, der dreidimensional ist.

### Winkelberechnung

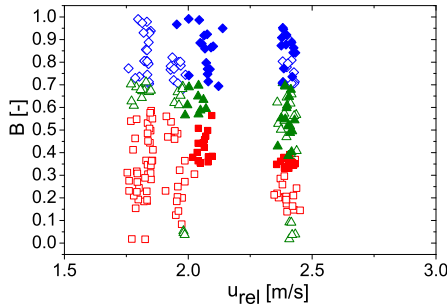
Schließlich ist noch der Auftreffwinkel in 3D zu bestimmen. Da der Auftreffwinkel im ursprünglichen System gesucht ist, muss der Relativgeschwindigkeitsvektor noch über die Inverse der Drehmatrix zurück transformiert werden. Man erhält den dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektor  $u_{rel}^*$  im Ursprungssystem, welcher in die Berechnung des Auftreffwinkels (vgl. Gl. (5.8)) eingesetzt wird:

$$B = \frac{P_{1,2} \cdot u_{rel}^*}{|P_{1,2}| |e_x|}. \quad (5.8)$$

Die gesamten Berechnungsschritte waren notwendig, um allgemeine Kollisionen berechnen zu können. Das Resultat dieser Betrachtungen ist, dass der spezielle Fall einer zweidimensionalen (übereinander liegende Tropfenstrahlen in der  $x$ - $z$ -Ebene) zentralen schiefen Kollision, jener Fall ist, bei dem eine maximale Überdeckung der Kontaktflächen



erreicht wird. Alle anderen schiefen Stöße lassen sich bei Kenntnis des  $z$ -Versatzes in den vermeintlichen Sonderfall einordnen, wodurch eine Allgemeingültigkeit der  $B$ - $We$ -Diagramme hinsichtlich des Ergebnisses eines Stoßes, bei gegebener Fluggeschwindigkeit, erreicht wird. Letztlich bedeutet der schiefe Stoß, dass bestimmte Auftreffwinkelbereiche, nämlich von  $B=0$  ausgehend, je nach Grad der Schiefe nicht mehr erfasst werden können. Dadurch lässt sich auch bei einem schiefen Stoß ( $\Delta z > 0$ ) die Verschiebung der Regime nach unten, bei gleichzeitiger Wahrung der Flächenanteile von den Kollisionsergebnissen, erklären. Abb. 5.16 zeigt, wie sich der schiefe Stoß auf die Untersuchung des Auftreffwinkelbereichs auswirkt. Der untere Bereich der Koaleszenz fehlt und die reflexive Separation ebenso.



**Abb. 5.16.** Einordnung des schiefen Stoßes in das  $B$ - $We$ -Diagramm nach der Berechnungsvorschrift von Gln. (5.3)-(5.8); gefüllte Symbole  $\Delta z > 0$ , leere Symbole  $\Delta z = 0$ ; Symbole: blau - Bouncing, rot - Koaleszenz, grün - Separation.

In den nächsten Abschnitten werden die Kollisionsergebnisse für K30 in  $B$ - $We$ -Diagrammen dargestellt und diskutiert. Eine genaue Beschreibung sowie wesentliche Eigenschaften der Stoffsysteme und der Vergleich zu gängigen Modellen stehen hierbei im Mittelpunkt. Darauf aufbauend werden die Separationsprozesse hinsichtlich der Ausbildung

von Satellitentropfen detaillierter untersucht. Im Anschluss werden interne Misch- und Penetrationsvorgänge dargelegt und neue Effekte bei ungleichviskosen Tropfenkollisionen vorgestellt. Eine Verwertung der charakteristischen Eigenschaften für die Modellierung von Separationsprozessen wird im Kapitel 6.3 vorgenommen.

### 5.3.2 Beschreibung der Kollisionsergebnisse anhand von *B-We*-Diagrammen

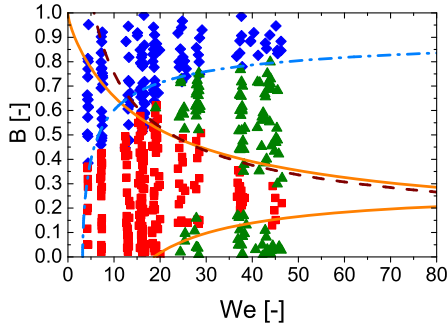
In allen Versuchen werden die Kollisionsergebnisse Bouncing, Koaleszenz, dehnende und auch teilweise reflexive Separation beobachtet. Bei den Alkoholen existiert zusätzlich noch das Ergebnis *Splashing*, das bei kleinen Auftreffwinkeln und hohen Relativgeschwindigkeiten auftritt. Bei der Kollision der Tropfen bildet sich ein torusartiger Stoßkomplex senkrecht zur Beobachtungsebene (Frontansicht) aus. Durch die starke Ausdehnung wird dieser Flüssigkeitstorus instabil (Bildung von Tropfen am Rand und Aufriss der inneren Lamelle) und zerfällt. Das *Splashing* wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht, weil es für technische Prozesse kaum eine Relevanz hat.

Da diese Ergebnisse, abgesehen vom *Splashing*, bei jeder untersuchten Stoffklasse (K30, Alkohole, Saccharose, FVA 1, K17) auftreten und folglich in der Beschreibung alle ähnlich sind, wird bei der Darstellung der Ergebnisse hinsichtlich des Einflusses der Viskosität auf das Kollisionsergebnis eine Stoffklasse ausgewählt und die einzelnen Stoffsysteme werden genau beschrieben. Unterschiede zwischen den Stoffklassen äußern sich lediglich in der Ausprägung der einzelnen Regime und dem erstmaligen Auftreten einzelner Regime (z. B. dem Beginn der dehnenden und der reflexiven Separation). Die Kernaussage bleibt für alle Stoffsysteme gewahrt, wobei wesentliche Eigenschaften dieser Stoffsysteme zu einem späteren Zeitpunkt wieder in die Betrachtung einfließen.

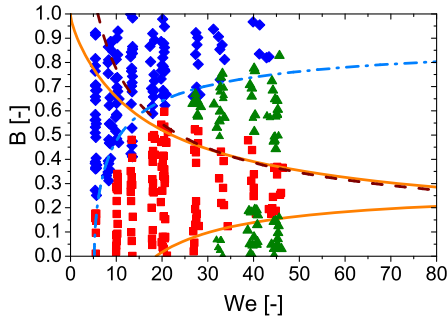
Daher werden die *B-We*-Diagramme nur für die Stoffklasse K30 präsentiert, um Wiederholungen zu vermeiden. Alle untersuchten Stoffsysteme und -klassen werden etwa im gleichen Bereich der Relativge-

schwindigkeit untersucht. Durch die Definition der Weberzahl ergeben sich aber verschieden große Intervalle für die Weberzahl eines Stoffsystems. So werden Stoffe, die eine kleine Oberflächenspannung (wie z. B. FVA 1 und Alkohole) aufweisen, tendenziell größere Weberzahlintervalle besitzen als wässrige Lösungen mit einem Feststoffanteil. Alle Stoffsysteme der übrigen Stoffklassen können dem Anhang A entnommen werden. Die verwendeten Modelle sind bereits in das Diagramm eingetragen, wobei deren Diskussion für alle Diagramme im Anschluss an die Beschreibung gemeinsam vorgenommen wird, um die Qualität der Modelle besser bewerten zu können.

Abb. 5.17 a) zeigt die Kollisionsergebnisse für die wässrige Lösung mit einem Feststoffanteil von 5% K30. Es lassen sich vier mögliche Kollisionsergebnisse, also Bouncing, Koaleszenz und Separation, beobachten, wobei hier noch zwischen dehrender und reflexiver Separation unterschieden werden muss. Im Gegensatz zu Wasser (vgl. Abb. 5.12) bewirkt bereits eine geringe Menge Feststoff eine dramatische Veränderung der Kollisionsregime. So erstreckt sich der Bereich des Bouncing bei niedrigen Weberzahlen ( $We < 10$ ) für  $B$  auf 0.4 bis 0.45. Bei einer Erhöhung der Relativgeschwindigkeit reißt die Tropfenoberfläche zunehmend bei größeren Werten für  $B$  auf, wodurch der Bereich des Bouncing schrumpft und der Bereich der Koaleszenz zunimmt. Beim ersten Auftreten der dehrenden Separation bei  $We \approx 24$  existiert der Bereich des Bouncing lediglich in einem Intervall  $I = [0.63, 1]$  und nimmt mit Erhöhung der Relativgeschwindigkeit stetig ab. An diesem Punkt koexistieren die Kollisionsergebnisse dehrende Separation, Bouncing und Koaleszenz. Dieser Punkt wird bei der Modellierung von entscheidender Rolle sein, weshalb bereits im Vorfeld mit diesem Begriff operiert werden soll. Da drei Regime an diesem Punkt zusammenlaufen, wurde in Analogie zum Tripelpunkt des Wassers (Koexistenz dreier Phasen) dieser Begriff entlehnt, wobei Verwechslungen auszuschließen sind, da es sich um physikalisch völlig verschiedene Phänomene handelt.

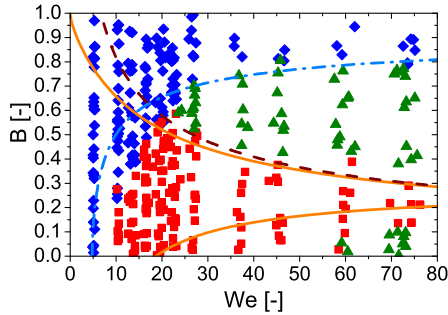


a) K30 mit 5 Ma%

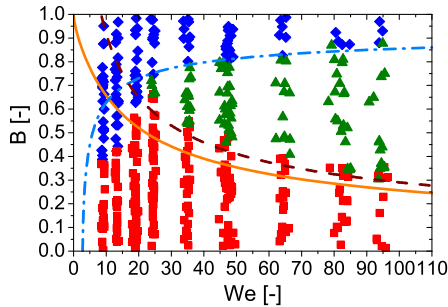


b) K30 mit 10 Ma%

**Abb. 5.17.**  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 1/3) für das Stoffsystem K30, a)-b) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.3378$ ,  $C_b=0.24$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.

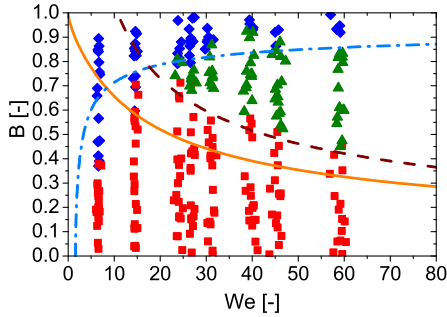


c) K30 mit 15 Ma%

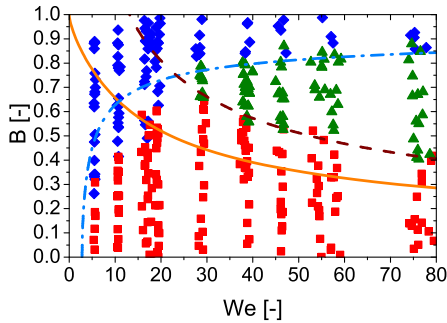


d) K30 mit 20 Ma%

**Abb. 5.17.** Fortsetzung (Teil 2/3) der  $B$ - $We$ -Diagramme für das Stoffsystem K30 c)-d) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.3378$ ,  $C_b=0.24$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.



e) K30 mit 23 Ma%



f) K30 mit 25 Ma%

**Abb. 5.17.** Fortsetzung (Teil 3/3) der  $B$ - $We$ -Diagramme für das Stoffsystem K30,

e)-f) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.3378$ ,  $C_b=0.24$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.

Am Tripelpunkt erreicht die Koaleszenz ihre maximale Ausdehnung. Dies ist auch ein Unterschied zu dem Verlauf der Koaleszenz bei Wasser, wo ein exponentieller Abfall der Koaleszenzgrenzlinie zu verzeichnen ist. Nach Überschreiten des Maximums verringert sich der Anteil der Koaleszenz wieder und die deh nende Separation spreizt das Diagramm auf. Zusätzlich tritt ab  $We \approx 22$  noch die reflexive Separation auf, wodurch das Regime der Koaleszenz nochmals reduziert wird. Abb. 5.17 b) zeigt die Erhöhung des Massenanteils K30 auf 10%, womit nahezu eine Verdopplung der Viskosität erreicht wird. Statt der erwarteten Zunahme von Koaleszenz vergrößert sich der Bereich des Bouncing für  $We < 30$ . So tritt Bouncing bei niedrigen Weberzahlen ( $We < 10$ ) sogar bis  $B=0.25$  auf. Die Position des Tripelpunktes wird in diesem Diagramm nur wenig beeinflusst, wohingegen die reflexive Separation durch die Erhöhung der Viskosität in Richtung größerer Weberzahlen verschoben wird und erst bei etwa  $We \approx 30$  beginnt. Der Bereich der deh nenden Separation verläuft an der Grenze Koaleszenz/Separation bei tendenziell größeren Auftreffwinkeln.

Die eben beschriebenen Effekte nehmen sogar noch weiter zu. Wie aus Abb. 5.17 c) ersichtlich wird, überspannt das Bouncing zweier Tropfen bei kleinen Weberzahlen den gesamten Wertebereich von  $B$ . Die reflexive Separation tritt erst ab  $We \approx 60$  mit der Folge auf, dass die Koaleszenz bei größeren Weberzahlen an Bedeutung gewinnt. Dies ist auch gut nachzuvollziehen, denn durch die erhöhte Viskosität muss deutlich mehr Arbeit aufgebracht werden, um die Tropfen zu verformen bzw. sie auseinander zu ziehen. Auffällig ist, dass bei allen bisher beschriebenen Diagrammen der Tripelpunkt relativ konstant bei ähnlichen Auftreffwinkeln und Weberzahlen verharzt.

Dies ändert sich, wenn noch mehr Feststoff zugegeben wird. Ab Abb. 5.17 d) wird der zuvor beschriebene Trend gebrochen und eine Umkehrung der Verschiebung der Regime tritt ein. Bei kleinen Weberzahlen erscheint die Koaleszenz wieder als Kollisionsergebnis und erreicht sogar Werte bis etwa  $B=0.4$  ( $We \approx 10$ ). Gleichzeitig wird

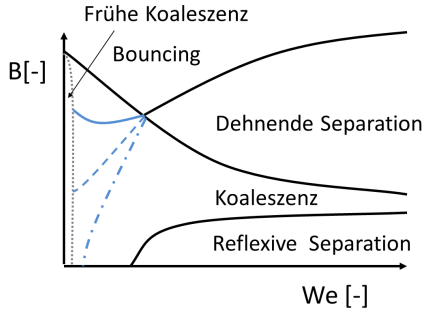
der Tripelpunkt als der Beginn der dehrenden Separation hin zu höheren Auftreffwinkeln verschoben und die Koaleszenz wird das wahrscheinlichste Kollisionsergebnis (vgl. Abb. 5.17 d) bis f)). Der Grenzverlauf Bouncing/dehrende Separation bleibt aber weitestgehend unbeeinflusst.

Einige Arbeiten (z. B. Jiang *et al.* oder Qian *et al.*) enthalten die Meinung, dass die Kollisionsdiagramme von Alkanen nicht vergleichbar mit dem von Wasser seien, da dort die Regime anders verteilt sind und auch vermeintlich andere Regime existierten. Bei näherer Betrachtung der hier vorgestellten Ergebnisse wird aber deutlich, dass die Resultate ineinander übertragbar sind. Eine schematische Darstellung (vgl. Abb. 5.18) des Bereichs vor Beginn der dehrenden Separation der Abb. 5.17 a) bis c) zeigt, wie diese Identität erreicht werden kann. Zwar wurde der Bereich der frühen Koaleszenz nicht gefunden, jedoch war die minimale Relativgeschwindigkeit (etwa 0.8 m/s) offensichtlich noch zu groß. Verdier (2001) hat gezeigt, dass selbst sehr hochviskose Tropfen ( $\eta = 430 \text{ Pa s}$ ) bei genügend langsamer Annäherung noch verschmelzen.

Der Unterschied zu Wasser besteht lediglich darin, dass das Regime des Bouncing aufgrund der stofflichen Eigenschaften des Wassers nicht so ausgeprägt ist und deshalb die frühe Koaleszenz mit der „normalen“ Koaleszenz verschmolzen sind. Dieser Effekt tritt im Übrigen bei allen Stoffklassen auf und ist nur abhängig von zwei wesentlichen Stoffgrößen, nämlich der Viskosität und der Oberflächenspannung. Das Verhältnis beider Größen  $u_{relax} = \frac{\sigma}{\eta}$  wird als Relaxationsgeschwindigkeit bezeichnet und gibt das Vermögen einer Flüssigkeitsoberfläche an, nach einer Krafteinwirkung wieder die minimale Oberfläche (Kugelform) zu bilden, was durch die Viskosität gehemmt wird. Die Verschiebung der Regime zu kleineren Auftreffwinkeln mit anschließender Konterbewegung lässt sich bei allen untersuchten Stoffklassen finden. Sowohl die Arbeit von Jiang *et al.* (1992) als auch Qian und Law (1997) haben genau in diesem Bereich gearbeitet, wo die Verschiebung gerade statt-



findet und der Rückzug noch nicht begonnen hat.



**Abb. 5.18.** Schematische Darstellung der Verschiebung des Bouncing vor Beginn der dehrenden Separation mit steigendem Feststoffgehalt,  
 Abb. 5.17 a): durchgezogene Linie,  
 Abb. 5.17 b): gestrichelte Linie,  
 Abb. 5.17 c): strich-gepunktete Linie.

Eine sinnvolle Schlussfolgerung ist, dass die Dynamik der Kollision durch unterschiedliche Prozesse bestimmt wird. Bei der Erhöhung der Viskosität eines Stoffsystems innerhalb einer Klasse wird die Oberflächenspannung implizit mit modifiziert, wodurch jedes Stoffsystem eine spezielle Relaxationsgeschwindigkeit besitzt. Diese beiden Größen konkurrieren derart miteinander, dass genau eine Relaxationsgeschwindigkeit für alle Stoffklassen existiert, bei der ein Wechsel des dominierenden Phänomens stattfindet (siehe Abschnitt 6.3). Das bedeutet, dass bis zu einem bestimmten Punkt die Dynamik der Kollision durch die Oberflächenspannung (vgl. Abb. 5.17 a) bis c)) dominiert und anschließend die Kollision durch viskose Kräfte bestimmt wird (vgl. Abb. 5.17 d) bis f)).

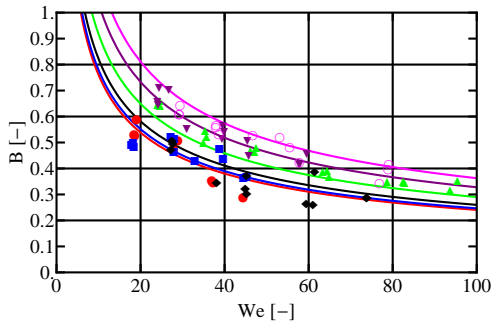
Im folgenden Abschnitt werden die Modelle von Jiang *et al.*, Estrade *et al.* und Ashgriz und Poo diskutiert. Das Modell von Ashgriz

und Poo stellt, wie im Theorieteil beschrieben, eine Energiebilanz auf und kommt völlig ohne freie Anpassungsparameter aus. In der Literaturstelle wird lediglich ein Kriterium für den Beginn der reflexiven Separation angegeben, das für Wasser experimentell bestimmt wurde. Die orangenen, kompakten Linien in Abb. 5.17 a) bis f) stellen das Modell von Ashgriz und Poo dar.

Eine differenzierte Betrachtungsweise muss für das Modell für die Vorhersage der dehnenden Separation in Bezug auf andere Stoffklassen getroffen werden. Dieses Modell bildet bis etwa  $K30$  mit  $15 \text{ Ma}\%$  (vgl. Abb. 5.17 c)) den Grenzverlauf Koaleszenz/Separation sehr gut ab. Ähnlich gute Abgrenzungen lassen sich bis zu einem bestimmten Punkt für die anderen Stoffklassen finden. Lediglich bei Saccharose existieren bereits bei kleinen Viskositäten systematische Abweichungen des Modells. Der systematische Fehler tritt bei  $K30$  erst nach Abb. 5.17 c) auf und ist für jede Stoffklasse speziell. Durch die Verschiebung des Auftreffwinkels zu höheren  $B$ -Werten wird schließlich die Abweichung zwischen Modell und Experiment hervorgerufen. Der Grund für das Versagen liegt darin, dass das Modell den Einfluss der Viskosität explizit vernachlässigt, da es nur für Wasser hergeleitet wurde und dort diese Annahme gerechtfertigt war. Die Vernachlässigung der Viskosität bewirkt bei dem Modell für die reflexive Separation, dass es nur für Stoffe angewendet werden kann, die sich ähnlich wie Wasser verhalten. Für die anderen Stoffklassen gelten ähnlich kleine Gültigkeitsbereiche. Danach versagt das Modell vollständig, da es nicht in der Lage ist, die Verschiebung hin zu höheren Weberzahlen abzubilden.

Das Modell von Jiang *et al.* besitzt zwei Anpassungsparameter. Zwar wurde es aus einer Impulsbilanz gewonnen, durch die zwei freien Parameter ist es letztendlich nur eine bessere Anpassungsfunktion (halbempirisches Modell) an vorhandene Messdaten und erlaubt im Gegensatz zu dem vorherigen Modell solange keine a priori Vorhersage des Kollisionsergebnisses, bis nicht ein funktioneller Zusammenhang für den Parametersatz und der Viskosität oder einem anderen Parameter ge-

gefunden wurde. Für die Bestimmung der Parameter wird der Grenzverlauf der Koaleszenz für jedes Stoffsystem extrahiert und eine optimale Anpassung für alle Grenzverläufe einer Stoffklasse über die minimale Fehlerquadratsumme gesucht. Als Ergebnis erhält man einen optimalen Satz von Parametern, dessen Fehler, bezogen auf alle Stoffsysteme, minimal ist. Dies hat allerdings zur Folge, dass der Grenzverlauf bei niedrigen Viskositäten häufig nicht optimal abgebildet wird, aber dennoch in guter Übereinstimmung mit den Experimenten steht (vgl. Abb. 5.19). Die Ursache für die Abweichung ist in einer Abhängigkeit der freien Parameter von der Viskosität begründet. So zeigt die separate Anpassung aller Stoffsysteme einen funktionellen Zusammenhang zwischen freien Parametern und der Viskosität. Ein allgemeingültiger Datensatz für alle Stoffklassen lässt sich folglich auf diesem Weg nicht finden.



**Abb. 5.19.** Anwendung des optimalen Parametersatzes ( $C_a=2.3378$ ,  $C_b=0.24$ ) des Jiangschen Modells auf die Grenzverläufe der Koaleszenz von K30; Rot: 5 Ma%, Blau: 10 Ma%, Schwarz: 15 Ma%, Grün: 20 Ma%, Violett: 23 Ma%, Magenta: 25 Ma%.

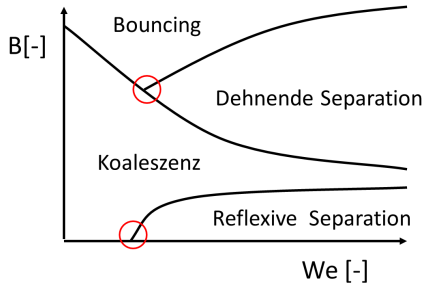
In den Abb. 5.17 a)-f) wird der Formparameter des Modells von Estrade *et al.* so angepasst, dass der Verlauf der Messwerte vernünftig

getroffen wird, jedoch hat dieses Modell zwei entscheidende Nachteile. Zum einen ist es wieder nur eine Anpassungsfunktion ohne Vorhersagekraft und zum anderen ist dieses Modell sehr starr und lässt sich nur schwer an die Messwerte anpassen. Dennoch ist es gelungen für jedes Stoffsystem eine Anpassung zu finden, wenngleich diese nicht exakt den Verlauf widerspiegelt.

Alle Modelle haben zum Ziel, die Separation von einem anderen Kollisionsergebnis abzugrenzen. Allerdings existiert ein sehr großes Problem, denn es gibt auch Bereiche, in denen überhaupt keine Separation auftritt (Weberzahlen kleiner als der Tripelpunkt). Gerade dieser relativ große Bereich ist aber für Produktionsprozesse sehr interessant, denn durch Vermeidung von Separationsprozessen durch äußere Bedingungen, wie Einströmgeschwindigkeit, Düsenkonfiguration und -abstand zueinander etc., lässt sich die Relativgeschwindigkeit sehr stark beeinflussen und eine Satellitentropfenbildung möglicherweise reduzieren und somit eine Verbreiterung der Tropfengrößenverteilung und damit auch die Verweilzeit der Tropfen verringern. Eine Steigerung der Qualität des erzeugten Pulvers wäre somit möglich, da weniger Feingut produziert wird und dementsprechend Produktschädigungen durch Überhitzung verringert werden.

Dennoch sagen alle Modelle die Separation in dem Bereich vor dem Tripelpunkt (vgl. Abb. 5.20) voraus, da bisher kein Kriterium existiert, bis zu welcher Relativgeschwindigkeit oder Weberzahl die Modelle gültig sind. An diese Stelle tritt der Tripelpunkt, denn dieser Punkt liefert genau diese untere Definitionsgrenze für die jetzigen Modelle. Daher ist dieser Punkt von entscheidender Bedeutung für die Modellierung von Separationsprozessen, die neben den experimentellen Untersuchungen ein wesentliches Ziel dieser Arbeit darstellt. Dieser charakteristische Punkt zeigt im  $B$ - $We$ -Diagramm nur geringe Verschiebungen, was ihn als Ausgangsbasis für jegliche Modellierung prädestiniert. Daneben ist jedoch auch der Beginn der reflexiven Separation von Interesse, die am wahrscheinlichsten in Düsennähe oder in Überlappungszonen mehre-

rer Sprühnebel auftreten wird, da hier die Tropfen bei relativ niedrigen Weberzahlen eine reflexive Separation erfahren. Diese beiden Punkte (vgl. Abb. 5.20) werden im Kapitel 6.3 als Ausgangsbasis für die Modellierung verwendet.



**Abb. 5.20.** Schematische Darstellung des Beginns der Separationsregime.

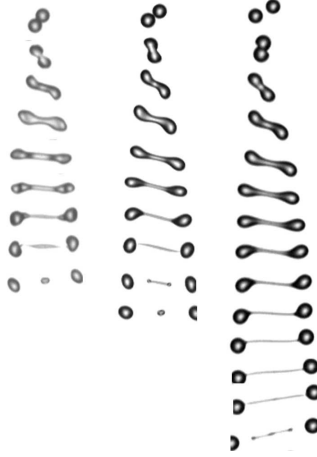
Bevor jedoch in die Modellierung eingestiegen werden soll, werden die Satellitentropfenbildung und das Vermischungsverhalten bei der Kollision zweier Tropfen untersucht. Dies ist notwendig, um den Gesamtprozess besser zu verstehen und die Auswirkungen der Satellitentropfenbildung für die Größenverteilung zu studieren. Dabei wird qualitativ gezeigt, welche enorme Größe die Ligamente mit zunehmender Viskosität zwischen den Tropfen erreichen können, die dann in sehr kleine Tropfen zerfallen. Gerade diese kleinen Tropfen können zu Qualitätsverschlechterungen des Produkts führen, da sie eine sehr große Verweilzeit besitzen und dadurch dem heißen Trocknungsgas länger ausgesetzt werden, was zu den genannten Überhitzungen führt. Deshalb ist das Studium dieses Prozesses wichtig, um den Einfluss der stofflichen Eigenschaften auf die Tropfenbildung und -größe zu analysieren.

### 5.3.3 Satellitentropfenbildung bei Separationsprozessen

Bei der Kollision zweier Tropfen, deren Ergebnis eine reflexive oder deh nende Separation ist, bildet sich immer eine Flüssigkeitsbrücke aus, die im zeitlichen Verlauf gestreckt wird und abreißt. Nach dem Abriss zerfällt das Ligament in kleinere Satellitentropfen. Die Größe und Anzahl der Tropfen hängen von einer Vielzahl von Einflussfaktoren ab. So können Satellitentropfen, die aus einer reflexiven Separation hervorgehen, zum Teil die gleichen Endabmessungen haben, wie die erzeugenden. Daneben sind die Relativgeschwindigkeit und die Stoffdaten weitere wesentliche Parameter bei der Satellitentropfenbildung. Auch hier soll wieder am Beispiel des K30 die Erläuterung vorgenommen werden.

Abb. 5.21 zeigt den zeitlichen Verlauf der Satellitentropfenbildung, wobei die Ligamente für drei verschiedene Feststoffgehalte des K30 zu erkennen sind. Mit steigendem Feststoffgehalt (bei gleichem Auftreffwinkel und gleicher Relativgeschwindigkeit) nimmt die Länge des Ligaments zu, es wird erheblich dünner und die Zeit bis zum Abriss erhöht sich. Gleichzeitig fließt aber Flüssigkeit aus dem Ligament in die Tropfen zurück, das selbst bei Einschnürung der Flüssigkeitsbrücke durch die Oberflächenspannung stetig dünner wird (vgl. Abb. 5.21 c). Roth *et al.* (2010) hat diesen Vorgang mit Hilfe von numerischen Simulationen untersucht und ist zu demselben Ergebnis gekommen.

Schließlich sollen die Eigenschaften der Ligamente aus Abb. 5.21 quantitativ dargestellt werden. Der Einfluss der Viskosität auf die Ligamenteigenschaften ist beträchtlich. Dies äußert sich sowohl in der Zeit bis das Ligament abreißt als auch in der absoluten Länge des Ligaments. Für beide Verläufe (vgl. Abb. 5.22 a)) wird ein Potenzzusammenhang gefunden, der den Beobachtungen entspricht. Bei den Untersuchungen werden die Parameter Relativgeschwindigkeit und Auftreffwinkel konstant gehalten und können aus Abb. 5.21 entnommen werden.

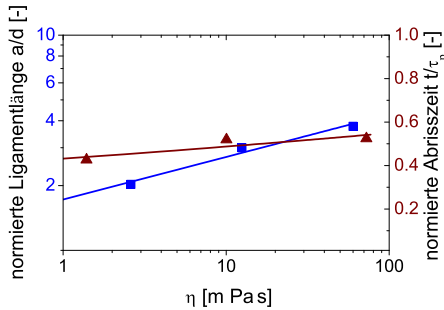


**Abb. 5.21.** Ligamentlänge bei der Satellitentropfenausbildung;  
 ( $u_{rel} = 2.6$  m/s,  $B = 0.7$ ); links: 5 Ma%; Mitte: 15 Ma%;  
 rechts: 25 Ma%.

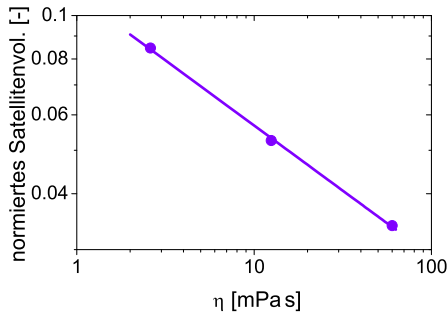
Die Ligamente nehmen mit steigender Viskosität enorme Abmessungen an, die ein Vielfaches länger sind als die Durchmesser der erzeugenden Tropfen. Für die Darstellung der Zeit bis zum Abriss wird eine normierte Abrisszeit  $\frac{t}{\tau_p}$  verwendet. Dabei ist  $\tau_p$  die Partikelrelaxationszeit (Stokesche Ansprechzeit), die wie folgt definiert ist:

$$\tau_p = \frac{\rho d^2}{18 \eta_{Luft}}. \quad (5.9)$$

Hierin sind  $d$  der mittlere Tropfendurchmesser,  $\rho$  die Dichte des Tropfens und  $\eta_{Luft}$  die dynamische Viskosität der Luft bei Raumtemperatur. Die dimensionslose Ligamentlänge  $\frac{a}{d}$  wird aus dem Verhältnis der Ligamentlänge zum Zeitpunkt des Abrisses und des Tropfendurchmessers  $d$  gebildet.



- a) Dimensionslose Größen: Zeit bis zum Abriss  $t$  [-] bezogen auf die Partikelrelaxationszeit  $\tau_p$  [-] (braun) und Ligamentlänge  $a$  bezogen auf den Tropfendurchmesser  $d$  [-] (blau).



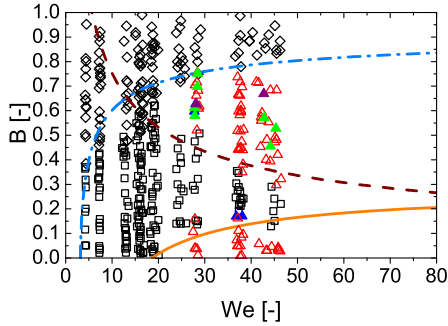
- b) Volumen des Ligaments (aus dem Volumen der Satellitentropfen berechnet) bezogen auf das Gesamtvolumen beider Tropfen [-].

**Abb. 5.22.** Dimensionslose Eigenschaften Länge, Volumen und Abrisszeit der Ligamente aus Abb. 5.21 in Abhängigkeit von der Viskosität.

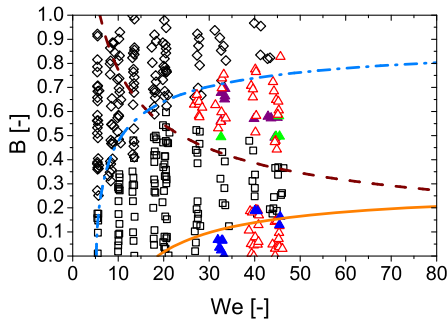


Schließlich lässt sich noch das dimensionslose Volumen des Ligaments bestimmen, indem man die Einzelvolumina der entstandenen Satellitentropfen berechnet und diese auf das Gesamtvolumen der Tropfen bezieht. Auch hier lässt sich ein funktioneller Zusammenhang angeben, der jedoch degressiv ist (vgl. Abb. 5.22 b)) und mit den oben beschriebenen Beobachtungen übereinstimmt. Zwar wird das Ligament mit steigender Viskosität immer länger, jedoch gleichzeitig immer dünner. Es kann mehr Fluid aus der Flüssigkeitsbrücke in die erzeugenden Tropfen zurück fließen, wodurch das Volumen des Ligaments insgesamt verringert wird.

Die Anzahl der Satellitentropfen wird gesondert untersucht, da sie nicht diesem Trend folgt. Stattdessen lässt sich das gleiche Verhalten wie bei der Darstellung der *B-We*-Diagramme aus Kapitel 5.3.2 finden. Abb. 5.23 a)-f) zeigen die Anzahlverteilung der Satelliten in Abhängigkeit von der Weberzahl und dem Auftreffwinkel *B*. Zur besseren Illustration werden die Regime Bouncing und Koaleszenz durch schwarze leere Symbole repräsentiert und die Grenzlinien von Ashgriz und Poo, sowie von Estrade *et al.* zur Abgrenzung der Separation mit dargestellt. In den Diagrammen werden im Gegensatz zu Brenn *et al.* (2001) (zum Zeitpunkt der initialen Bildung) nur stabile Satellitenformationen gezeigt, da in technischen Prozessen nur diese von Relevanz sind. Dennoch lässt sich in Übereinstimmung mit Brenn *et al.* (2001) ein sichelförmiger und nicht wie bei dem Modell von Ko und Ryou (2005) ein symmetrischer Verlauf der Satellitentropfenbildung finden. So steigt die Anzahl der Satellitentropfen, ausgehend von einem Wert Null, schalen- oder sichelartig bis auf 4 Satelliten bei der dehrenden Separation an, wohingegen bei der reflexiven Separation kein oder ein Satellitentropfen beobachtet werden kann. Besonders gut lässt sich der sichelförmige Verlauf in Abb. 5.23 d) und f) für die Ausbildung von 0, 1 und 2 Satellitentropfen erkennen.



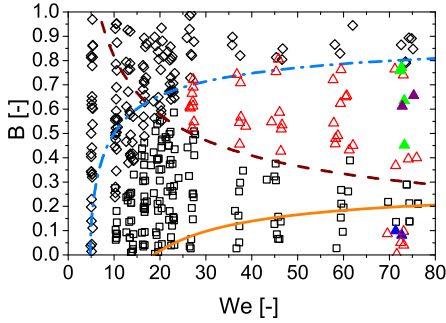
a) K30 mit 5 Ma%



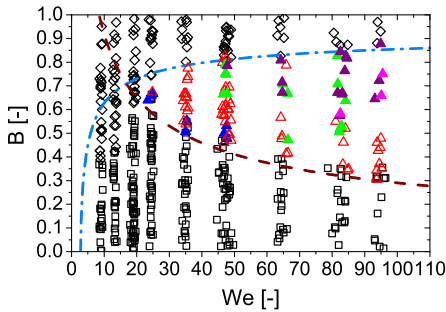
b) K30 mit 10 Ma%

**Abb. 5.23.** Darstellung der Satellitentropfenanzahl (Teil 1/3) im  $B$ - $We$ -Diagramm für das Stoffsystem K30, a)-b) mit den Grenzlinien wie in Abb. 5.17 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Ashgriz und Poo (1990)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3.

### 5.3 Darstellung der Kollisionsergebnisse für K30

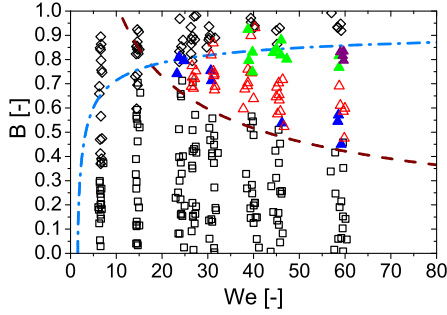


c) K30 mit 15 Ma%

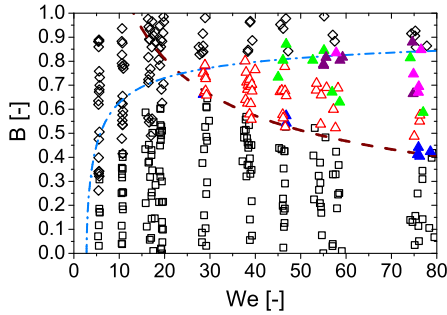


d) K30 mit 20 Ma%

**Abb. 5.23.** Fortsetzung der Darstellung der Satellitentropfenanzahl (Teil 2/3) im  $B$ - $We$ -Diagramme für das Stoffsystem K30, c)-d) mit den Grenzlinien wie in Abb. 5.17 (ohne Grenzlinie für deh nende Separation von Ashgriz und Poo (1990)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4.



e) K30 mit 23 Ma%



f) K30 mit 25 Ma%

**Abb. 5.23.** Fortsetzung der Darstellung der Satellitentropfenanzahl (Teil 3/3) im  $B$ - $We$ -Diagramme für das Stoffsystem K30, e)-f) mit den Grenzlinien wie in Abb. 5.17 (ohne Grenzlinie für deh nende Separation von Ashgriz und Poo (1990)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4.

Abb. 5.23 a) zeigt im Bereich der dehnenden Separation ein auffälliges Verhalten. So finden sich zwei oder drei Satellitentropfen bereits bei kleinen Weberzahlen, was durch die hohe Oberflächenspannung verursacht wird. Als häufigstes Ergebnis lässt sich in allen Diagrammen ein Satellitentropfen finden.

Auch die Anzahlverteilung der Satelliten folgt dem Trend aus dem vorherigen Kapitel. So steigt z. B. die notwendige Weberzahl für die Bildung von zwei oder 3 Satelliten kontinuierlich von 30 über 50 bis 70 an (vgl. Abb. 5.23 a)-c)) und der Auftreffwinkel liegt im Bereich von 0.5 bis 0.8. Bei höheren Konzentrationen des Polymers verringert sich die Weberzahl wieder, bei der zwei oder drei Satelliten auftreten (vgl. Abb. 5.23 d)-f)). Es können sogar vier sehr kleine Satellitentropfen bei Weberzahlen von 80 (vgl. Abb. 5.23 d) bzw. 95 (vgl. Abb. 5.23 f)) gefunden werden. Die große Anzahl von Satellitentropfen entsteht aus einem sehr langen und sehr dünnen Ligament, welches in viele Tropfen zerfällt.

Die Verschiebung bis zu einem kritischen Punkt mit anschließender Gegenbewegung unterstützt die aufgestellte These, dass es sich hier um zwei verschiedene Phänomene handelt. Es wurde bei allen untersuchten Stoffklassen festgestellt und lässt den Schluss zu, dass aus dem Verhältnis von Oberflächenspannung und Viskosität ein Kriterium gefunden werden kann, welches eine Unterscheidung des dominierenden Prozesses liefert.

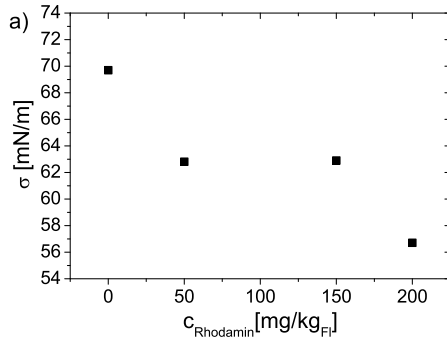
Die Bedeutung dieser Verschiebungen hat erhebliche Konsequenzen für den Trocknungsprozess. Denn wenn man die Erhöhung des Feststoffgehalts als definierte Trocknung interpretiert, so lässt sich feststellen, dass nach Überwinden des kritischen Punkts mit abnehmender Lösungsmittelmenge im Tropfen die notwendige Relativgeschwindigkeit sinkt, aber gleichzeitig die Anzahl der Satellitentropfen stark ansteigt. Dies wirkt sich negativ auf die Tropfengrößenverteilung und somit auf die Produkteigenschaften aus, weshalb dieser Arbeitszustand vermieden werden sollte.

### 5.3.4 Untersuchung interner Misch- und Penetrationsprozesse

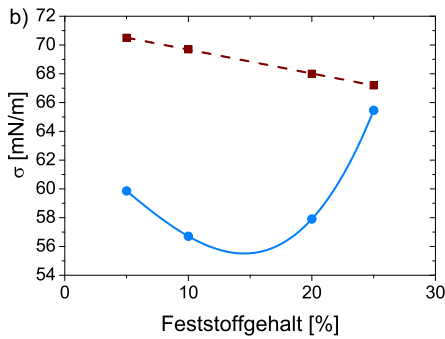
Eine neue Qualität der Untersuchung lässt sich erreichen, wenn man während des Kollisionsvorgangs neben der äußeren Kontur der Tropfen auch das Innere des Tropfens beobachten kann. In Verbindung mit der zeitlichen Auflösung der Tropfen lassen sich Vermischungs- und Penetrationsvorgänge gut visualisieren, womit eine Grundlage für die Modellierung geschaffen wird. Um die Tropfen unterscheiden zu können, ist der Einsatz eines Fluoreszenzfarbstoffes notwendig. Aus den experimentellen Gegebenheiten, also der Lichtquelle zum Anregen des Farbstoffes, wurde Rhodamin B als Farbstoff ausgewählt, weil dessen Absorptionsspektrum sehr gut mit den leistungstragenden Laserwellenlängen übereinstimmt und das Emissionsspektrum im Bereich des orangenen Lichts, also verschieden von dem Spektrum der LED, liegt. Die Verwendung des Rhodamin B bringt jedoch einen Nachteil mit sich, der sich in der Veränderung der Oberflächenspannung äußert. Dies bedeutet, dass Rhodamin B als oberflächenaktive Substanz wirkt, dessen Einfluss hier kurz dargestellt werden soll.

Zunächst wird der Einfluss der Rhodaminkonzentration bei einem gegebenen Stoffsystem analysiert (vgl. Abb. 5.24 a)). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Oberflächenspannung des Stoffsystems K30 mit 10 Ma% drastisch mit steigender Rhodaminkonzentration abnimmt. Gleichzeitig dient dieser Versuch dazu, eine ausreichende Fluoreszenzstärke der Tropfen zu erzeugen, die ab einer Konzentration von 200 mg/kg erreicht wird. Die Wirkung des Rhodamin B als oberflächenaktive Substanz verringert sich mit Zunahme der Feststoffkonzentration (vgl. Abb. 5.24 b)). Der Feststoffgehalt, bei dem die oberflächenaktive Wirkung maximal wird, deutet ebenfalls auf den Umschlag der Dynamik der Tropfen hin. Somit deuten bereits drei scheinbar völlig verschiedene Eigenschaften (Verschiebung der Kollisionsregime, Anzahl der Satellitentropfen und Oberflächeneigenschaften) auf diesen Umschlag hin und es wird deutlich, dass diese Eigenschaften offensichtlich miteinander verknüpft sind.

### 5.3 Darstellung der Kollisionsergebnisse für K30



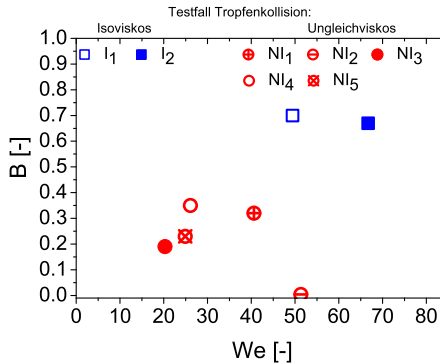
a) Modifikation der Rhodamin B Konzentration bei gleichem Stoffsystem (K30 mit 10 Ma%).



b) Erhöhung des Massenanteils K30 bei konstanter Rhodamin B Konzentration (200 mg/kg); braun: ohne Farbstoff; blau: mit Farbstoff.

Abb. 5.24. Einfluss des Rhodamin B auf die Oberflächenspannung.

Im Kapitel 6.3 wird dann das Kriterium für den Umschlag der Dynamik angegeben. Eine analytische Modellierung der Vermischungs- oder Penetrationsvorgänge würde den Rahmen dieser Arbeit übersteigen, weshalb sich der Teil *Modellierung* ausschließlich auf die Abgrenzung der Separationsprozesse beschränkt. Dieses Kapitel zeigt qualitative Effekte von isoviskosen und ungleichviskosen Tropfenkollisionen. Es werden 7 Fälle ausgewählt und deren Effekte qualitativ studiert. Tabelle 5.1 gibt einen Überblick der untersuchten Testfälle und Abb. 5.25 stellt den Parameterbereich grafisch dar.



**Abb. 5.25.** Einordnung der untersuchten Testfälle; Quadrate:  $I_x$ - isoviskose Kollision; Kreise:  $NI_x$ - ungleichviskose Kollision.

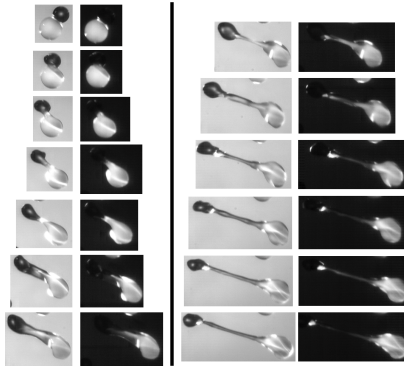
Aus Abb. 5.25 wird deutlich, dass gerade bei den Kollisionen von ungleichviskosen Tropfen unterschiedliche Effekte dicht beieinander liegen.



**Tab. 5.1.** Zusammenstellung der Fälle gleicher ( $I_x$ ) und ungleicher Viskosität ( $NI_x$ ) zur Darstellung von Vermischungs- und Penetrationseffekten.

<b>Testfall</b>	$We$ [-]	$B$ [-]	$d_1$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_2$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta$ [-]	$\eta_H/\eta_L$ [-]
$I_1$ $\eta_1 = \eta_2$ $d_1 > d_2$	66.7	0.67	699.7	498.1	0.71	1.0
$I_2$ $\eta_1 = \eta_2$ $d_1 = d_2$	40.2	0.58	398.1	390.0	0.98	1.0
$NI_1$ $\eta_1 < \eta_2$ $d_1 = d_2$	40.6	0.32	428.4	417.1	0.97	23
$NI_2$ $\eta_1 < \eta_2$ $d_1 = d_2$	51.3	0.004	397.3	699.7	0.57	23
$NI_3$ $\eta_1 < \eta_2$ $d_1 < d_2$	20.3	0.19	397.3	676.0	0.59	23
$NI_4$ $\eta_1 < \eta_2$ $d_1 < d_2$	26.1	0.35	759.0	415.1	0.55	23
$NI_5$ $\eta_1 < \eta_2$ $d_1 < d_2$	24.9	0.23	711.6	705.7	0.99	23

Bei dem Testfall  $I_1$  (vgl. Abb. 5.26) stoßen zwei isoviskose Tropfen unterschiedlicher Größe miteinander zusammen. Dieser Fall wurde ausgewählt, um die Vorteile der neuen Methode darzulegen. Bei der Kollision der Tropfen entsteht ein sehr langes und feines Ligament, welches im späteren Verlauf abreißt und dann zerfällt. Die jeweils linke Bildspalte zeigt die Aufnahmen der Kamera mit Hintergrundlicht in Kombination mit Fluoreszenz, wohingegen die rechte Spalte lediglich die Fluoreszenz, also die Verteilung des Rhodamins in den Tropfen darstellt. Jetzt wird der Vorteil der synchronen Darstellung des Kollisionsereignisses sichtbar.



**Abb. 5.26.** Zeitlich und räumlich aufgelöste Kollision zweier isoviskoser ungleichgroßer Tropfen ( $I_1$ ) mit anschließender Separation; K30 mit 5 Ma%;  $\Delta t = 100 \mu\text{s}$ .

Wenn man nur die Aufnahmen der linken Bildspalte analysieren würde, könnte man das Ligament als vollkommen gemischte Region betrachten, was aber bei Einbeziehung der rechten Spalte negiert werden muss. Vielmehr lässt sich eine klare Trennung des Ligaments in zwei Schichten erkennen, wobei die untere Schicht Rhodamin B aufweist und die andere nicht. Deshalb muss bei der Analyse von feinen Strukturen stets der vorgeschlagene Aufbau verwendet werden, da fei-

ne Strukturen durch das Hintergrundlicht überlagert werden können. Aber auch für alle anderen internen Prozesse bietet die neue Methode Vorteile, da durch das fluoreszierende Licht sehr klar die Grenze zwischen den Tropfen gefunden werden kann.

Neben dem Ligament ist der Anteil der übertragenen Komponente (z. B. Farbstoff) von einem in den anderen Tropfen von großer Bedeutung, da beispielsweise eine Reaktion zwischen zwei Komponenten bei der Kollision von Tropfen gewünscht sein kann. Für  $B \rightarrow 0$  mit Koaleszenz kann die Vermischung (qualitativ) maximal werden, da die Überdeckungsflächen exakt übereinander liegen. Wenn  $B > 0$  ist, wird der übertragene Anteil der einen in die andere Komponente kleiner, was sehr gut im letzten Bild der Abb. 5.27 a) erkennbar ist.

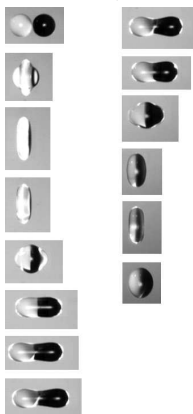
Man muss jedoch den gewählten Begriff der Vermischung etwas kritisch sehen, da keine gleichmäßige Verteilung der übertragenen Komponenten in der anderen stattfindet. Vielmehr bildet sich eine klare Grenzschicht zwischen beiden Komponenten aus, die einen sehr steilen Gradienten besitzt (vgl. Abb. 5.27 b)). Die Diffusion der beiden Komponenten spielt aufgrund der kurzen Aufnahmezeit keine Rolle.

Bei Sprühtrocknungsprozessen ist die Kollision ungleichviskoser Tropfen in Betracht zu ziehen, da fernab der Düse Tropfen unterschiedlicher Trocknungszustände miteinander kollidieren. Für die Untersuchungen wird, wie in Tab. 5.1, ein Viskositätsverhältnis von 23 genommen. Die Realisierung dieses Verhältnisses geschieht durch Verwendung von K30 mit 5 Ma% und 25 Ma%, wodurch qualitativ neue Effekte zu erwarten sind. Diese Effekte sind eine Penetration von Tropfen ineinander, aber auch typische Ergebnisse, wie sie von Rioboo *et al.* (2001) bei Tropfen-Wandkollisionen bekannt sind, können beobachtet werden.

Bei der Kollision ungleichviskoser Tropfen kann je nach Relativgeschwindigkeit und Durchmesser Verhältnis ein mehr oder weniger starkes Eindringen des höherviskosen Tropfens in den anderen beobachtet werden. Im Fall der Kollision zweier gleich großer Tropfen (vgl. Abb. 5.28 a)) wird der höherviskose Tropfen nahezu vollständig um-



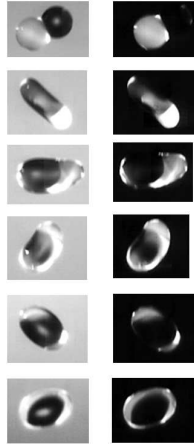
a) Kollision mit anschließender Separation;  $\Delta t = 100 \mu\text{s}$ .



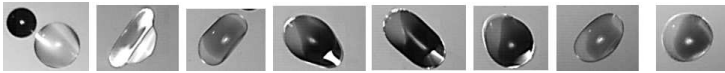
b) Kollision mit anschließender Koaleszenz ( $B=0$ );  $\Delta t = 200 \mu\text{s}$ .

**Abb. 5.27.** Zeitlich und räumlich aufgelöste Kollision zweier isoviskoser Tropfen ( $I_2$ ); K30 mit 10 Ma%.

geschlossen, nur am Einschlagpunkt verbleibt etwas Flüssigkeit des zähflüssigeren Tropfens an der Grenzschicht Luft/Flüssigkeit. Dabei bildet sich ein sehr kurzer Schlauch aus (Abb. 5.28 a), letztes Bild unten). Der Effekt der Schlauchbildung ist umso stärker, wenn das Durchmesser Verhältnis verringert oder die Relativgeschwindigkeit erhöht werden (vgl. Abb. 5.28 b)).



a)  $NI_1$ ,  $\Delta t = 400 \mu\text{s}$ .



b)  $NI_3$ ,  $\Delta t = 400 \mu\text{s}$ .

**Abb. 5.28.** Verkapselung des höherviskosen Tropfens unter Ausbildung eines Eindringsschlauchs,

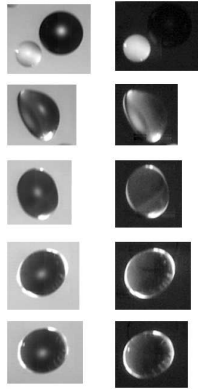
a) Testfall  $NI_1$ ,

b) Testfall  $NI_3$ .

Bei beiden Stößen erfährt der niederviskose Tropfen starke Deformationen, während der höherviskose Tropfen aufgrund seiner Zähigkeit deutlich weniger oszilliert. Die Zeit zwischen zwei Bildern beträgt immer  $100 \mu\text{s}$ , da sich aber die Kollision teilweise über 2 ms erstreckt, werden Zwischenbilder herausgelassen, ohne den Informationsgehalt zu vermindern.  $\Delta t$  bezeichnet dabei die Zeit zwischen zwei dargestellten Bildern.

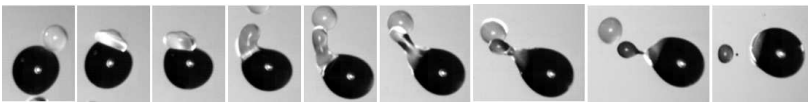
Wenn man die Verhältnisse der Tropfengröße zwischen höher- und niederviskosen Tropfen umkehrt, kann ein weiterer Verkapselungsmechanismus identifiziert werden. Im Gegensatz zu den Fällen  $NI_1$  und  $NI_3$ , wo der höherviskose Tropfen in den niederviskosen eindringt und dabei das niederviskose Fluid verdrängt, kann eine Verkapselung auf umgekehrtem Wege geschehen. Dabei kollidiert ein kleiner niederviskoser Tropfen mit einem größeren höherviskosen Tropfen mit dem Resultat, dass die niederviskose Flüssigkeit nach dem Einschlag auf die zähe Oberfläche, den anderen Tropfen umfließt. Somit ist auch hier eine völlige Umschließung der höherviskosen Komponente gegeben (vgl. Abb. 5.29), wobei die Verteilung der niedrigviskosen Flüssigkeit sehr ungleichmäßig ist. Während die größte Menge am Einschlagspunkt verweilt, fließt lediglich ein kleiner Teil um den Rest des Tropfens herum, sodass sich nur ein sehr dünner Film ausbildet.

Wenn die Relativgeschwindigkeit verkleinert wird, wodurch Kollisionen im Bereich kleiner bis moderater Weberzahlen stattfinden, lassen sich zwei sehr interessante Effekte feststellen. Beide Effekte resultieren aus einem verzögerten Aufriss der Tropfenoberflächen. Diese Effekte werden in Anlehnung an die Ergebnisse von Rioboo *et al.* (2001) als *verzögerte Koaleszenz* und *partieller Rebound* bezeichnet. Die benötigte Zeit bis zum Aufriss der Tropfenoberflächen beträgt in beiden Fällen etwa  $500\text{-}600 \mu\text{s}$ , wodurch sich die Tropfen, insbesondere der niederviskose Tropfen, stark verformen. Zum Zeitpunkt des Aufrisses entladen sich die Spannungen schlagartig, sodass die obigen Effekte induziert werden. In Abb. 5.30 lassen sich die starken Deformationen beim klei-



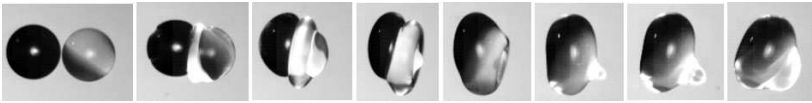
**Abb. 5.29.** Testfall  $NI_2$ : Niederviskose Komponente umfließt den höherviskosen Tropfen mit dem Ergebnis einer Verkapselung der höherviskosen Komponente;  $\Delta t = 400 \mu s$ .

nen niederviskosen Tropfen sehr gut erkennen. Der große Tropfen wird jedoch kaum beeinflusst und erscheint für den kleinen Tropfen als Reflexionswand. Beim Erreichen der maximalen Deformation (zwischen 3. und 4. Bild) reißt die Oberfläche auf. Zu diesem Zeitpunkt ist die Reflexion bereits induziert worden, weshalb ein kleiner Tropfen wieder ausgestoßen wird. Dieser Effekt ist dem Ergebnis von Rioboo *et al.* (2001) sehr ähnlich, weshalb auch die Bezeichnung *partieller Rebound* gewählt wurde.



**Abb. 5.30.** Testfall  $NI_4$ : Niederviskose Komponente wird teilweise bei dem Stoß mit dem höherviskosen Tropfen reflektiert (Partieller Rebound);  $\Delta t = 200 \mu s$ .

Ein ähnliches Verhalten kann gefunden werden, wenn die absolute Größe der Tropfen gesteigert und die Relativgeschwindigkeit reduziert werden. Beide Tropfen werden deformiert, bis schließlich die Oberfläche aufreißt. Dieses Mal entsteht jedoch eine Welle an der Oberfläche, die sich radial ausbreitet und dabei in der Mitte des Aufschlagpunkts einen Krater hervorruft. Die Expansion der Welle wird beim Aufriss der Oberfläche gestört, weshalb sich die Flüssigkeit wieder zusammenzieht und in Richtung des Zentrums (Aufschlagpunkt) fließt. Dabei bildet sich eine Wulst aus, die jedoch durch die Oberflächenspannung wieder zurückgezogen wird.



**Abb. 5.31.** Testfall  $NI_5$ : Verzögerte Koaleszenz bei ungleichviskosen Tropfenkollisionen;  $\Delta t = 400 \mu\text{s}$ .

Die Komplexität ungleichviskoser Tropfenkollisionen ist sehr groß, aber ein ausgiebiges Studium dieser Effekte kann in dieser Arbeit nicht erfolgen. Aus diesem Grund hat sich der Autor darauf beschränkt, qualitativ neue Effekte zu zeigen. Obwohl die Einflussgrößen, vor allem die Ähnlichkeitskennzahlen, kaum Unterschiede aufweisen, können doch teilweise stark unterschiedliche Effekte beobachtet werden (vgl. Abb. 5.30 und 5.31). Ein weiterer Effekt wird bei nicht mischbaren Flüssigkeiten von Roisman *et al.* (2012) gefunden, der in der Literaturstelle als *crossing separation* bezeichnet wird. Wegen der Unmischbarkeit der Tropfen durchdringt der eine Tropfen den anderen vollständig, bis dieser wieder auf der Rückseite des anderen Tropfens austritt, wobei ebenfalls eine Verkapselung der durchdringenden Komponente erreicht wird.



### 5.3.5 Variabilität der Untersuchungen

Jede Messung birgt Fehler in sich, selbst wenn die Experimente so genau wie möglich ausgeführt werden. In diesem Abschnitt wird auf die Variabilität der Experimente eingegangen und mögliche Fehler bei der Messung werden diskutiert. Zwar können die Fehler durch exakte Ausführung, gleichmäßige Hintergrundbeleuchtung und Wiederholung der Experimente minimiert werden, lassen sich jedoch nicht ausschließen. Deshalb müssen Fehler bei der Bestimmung der Tropfengröße und -geschwindigkeit analysiert werden.

Die experimentellen Gegebenheiten und die Anforderungen an die Messung (s. Kapitel 3.1), d.h. eine genügende Auflösung und ein ausreichend großes Bildfenster bei der definierten Fluggeschwindigkeit, erfordern Kompromisse bei der Wahl des experimentellen Aufbaus. So kann das Bild nur eine bestimmte Größe bei einer gewünschten Bildrate aufweisen. Einerseits müssen die Objekte im Bild so groß sein, dass sie genügend Stützstellen (Konturpunkte) für eine Bestimmung des Tropfendurchmessers besitzen, andererseits müssen sie so klein sein, dass das Ergebnis des Stoßes immer noch im gewählten Bildausschnitt erkannt werden kann. Die gleichmäßige Hintergrundbeleuchtung hat den Vorteil, dass zwischen Tropfen und Hintergrund eine sehr scharfe Trennung vorhanden ist.

Die Berechnung aller wesentlichen Messparameter geschieht über die beschriebene Bildanalyse. Ausgehend von der Kontur des Tropfens werden alle anderen Parameter berechnet, weshalb die größte Fehlerquelle bei der Bestimmung der Konturpunkte bzw. dem daraus berechneten Schwerpunkt und Durchmesser eines Tropfen zu suchen ist. Wie in Abb. 4.6 schematisch angedeutet, hat die Kontur nach der Bildvorverarbeitung eine durchschnittliche Breite von drei Pixeln. Dies ist dem Gradientenalgorithmus geschuldet, allerdings kann dadurch eine subpixel-genaue Bestimmung des Radius durch eine Mittelung der Abstände vom Tropfenschwerpunkt vorgenommen werden.

Im Allgemeinen besteht eine solche Kontur aus etwa 120 Pixeln, wodurch die Bestimmung der realen Kontur sehr genau wird (vgl. Abb. 4.8). Die Genauigkeit der Bestimmung der Kontur hängt aber auch von der zugrunde liegenden Auflösung ab. Wenn diese zu klein ist, nützt die Subpixel-genaue Bestimmung des Radius nichts, da der von der Auflösung herrührende Fehler die Bestimmung verfälscht. Nimmt man bei der Betrachtung einen Fehler von einem Pixel an, so wird ein Fehler von etwa 6% bei der Berechnung der relevanten Größen, bei gegebenem Kalibrierfaktor  $24.39 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$ , auftreten.

Um den Fehler tatsächlich abschätzen zu können, wird der Vergleich zweier verschiedener Objektive mit unterschiedlichen Vergrößerungen herangezogen. Hier wird zwar nur ein relativer Fehler bestimmt, aber damit kann bewiesen werden, dass selbst die Annahme von 1 Pixel als Fehler immer deutlich zu groß gewählt wurde. Aus Tab. 5.2 wird ersichtlich, dass der relative Fehler zwischen den beiden Objektiven etwa 0.4 Pixel beträgt. Dies zeigt aber, dass die wahre Größe nicht etwa um 1 Pixel fehlerhaft ist, sondern kleiner.

**Tab. 5.2.** Vergleich der Objektive Vicotar T100/0,48 und T80/1,0L hinsichtlich Durchmesser- und Geschwindigkeitsbestimmung.

Parameter	Vicotar T100/0,48		Vicotar T80/1,0L	
Kalibrierfaktor	$24.39 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$		$11.9 \frac{\mu\text{m}}{\text{Pixel}}$	
Anzahl Tropfen	690		200	
Mittelwert	$u_{rel}[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$	$d[\mu\text{m}]$	$u_{rel}[\frac{\text{m}}{\text{s}}]$	$d[\mu\text{m}]$
	3.97	385.4	3.84	376.9
$\sigma_x$	0.022	0.89	0.189	1.4
Abweichung zwischen T80 und T100				
	$u_{rel}[\%]$	$d[\%]$		
	3.27	2.21		

Immer weitere Verfeinerungsschritte würden diesen Fehler leicht erhöhen, aber nicht in dem Ausmaß, dass der zuvor angenommene Fehler (1 Pixel) erreicht wird. Schließlich ergibt sich ein Messfehler von etwa 3% (unter der Annahme, dass eine fehlerhafte Bestimmung von 0.5 Pixel vorliegt). Neben dem Vergleich zweier Linsen lässt sich auch noch der absolute Fehler berechnen. Hierfür wird der Massenstrom gravimetrisch ermittelt und anschließend in einen Volumenstrom  $\dot{V}_{grav}$  umgerechnet. Die Bildanalyse liefert den mittleren Tropfendurchmesser und somit das Volumen eines einzelnen Tropfens. Zusammen mit der Anregungsfrequenz  $f_A$  ist der Volumenstrom der Bildanalyse  $\dot{V}_{optisch}$  nach Gl. (5.10) berechenbar und der Fehler zwischen beiden Methoden kann bestimmt werden:

$$\dot{V}_{optisch} = \frac{\pi}{6} d^3 f_A, \quad (5.10)$$

wobei der Tropfendurchmesser  $d$  aus der Mittelung von 1500 Tropfen berechnet wird. Die Berechnung der Volumenströme und des absoluten Fehlers kann aus Tab. 5.3 entnommen werden. Für den Volumenstrom wird ein absoluter Messerfehler von etwa 3.5% zwischen der gravimetrischen und der optischen Methode berechnet. Jedoch bestimmt das bildgebende Verfahren einen zu hohen Volumenstrom, wodurch ein Fehler von etwa 1.2% bei der Bestimmung des Durchmessers resultiert.

**Tab. 5.3.** Bestimmung des absoluten Fehlers durch den Vergleich einer bildgebenden mit einer gravimetrischen Methode.

Parameter	optisch	grav.
$\dot{V} [\text{m}^3/\text{s}]$	$9.11 \cdot 10^{-8}$	$8.78 \cdot 10^{-8}$
Fehler [%]		3.61

Es ist klar ersichtlich, dass die Fehler sehr gering sind und die Annahme des Fehlers von maximal einem halben Pixel aus der Betrachtung des relativen und absoluten Fehlers zwischen zwei Objektiven bei der Bestimmung der relevanten Größen gerechtfertigt ist. Um diesen Messfehler zu verringern, werden die Versuche wiederholt und eine große Anzahl von Kollisionen untersucht. Der Vergleich der Kollisionsergebnisse zweier identischer Relativgeschwindigkeiten führt dazu, dass aufgrund der hohen zu Grunde liegenden Anzahl der Kollisionen kaum Abweichungen auftreten. Ein Datensatz besteht aus etwa 3000 Bildern mit etwa 1500 Kollisionen, bei denen der Auftreffwinkel  $B$  von 1 über 0 wieder zu 1 verläuft (vgl. Abb. 4.1). Zwischen zwei Bildern wird der Auftreffwinkel um  $6.6 \cdot 10^{-4}$  verändert. Dabei dauert ein Zyklus bei optimaler Anregung genau  $\frac{1}{\Delta f_{Strahl}}$ . Bei einem Frequenzversatz  $\Delta f_{Strahl} = 2 \text{ Hz}$  bedeutet dies einen Zyklus von 0.5 s (0.483 s kollidieren die Tropfen und 0.017 s treffen sich die Tropfenketten nicht), was von dem gewählten Frequenzversatz abhängt. Es existiert also eine Vielzahl gleichartiger Kollisionen, aus denen repräsentative Vertreter für die Darstellung der Regimegrenzen gewählt werden.

## 6 Modellierung von Separationsprozessen

Aus den gewonnenen Daten der Kollisionsregime aller Stoffsysteme wird ein charakteristischer Punkt für den Beginn von Separationsprozessen gefunden und dessen Eigenschaften dargestellt. Zwei neue Korrelationen für den Beginn der Separation werden präsentiert, deren Interpretation auf optimale Prozesse führt. Daraus resultieren Parameter, die für die untersuchten Stoffsysteme einen allgemeinen Charakter aufweisen. Im letzten Unterkapitel wird ein Modell zur Abgrenzung von der dehnenden und reflexiven Separation von dem Regime der Koaleszenz dargestellt. Die neu gefundene Korrelation für die reflexive Separation wird genutzt, den Einfluss der Viskosität für das Modell von Ashgriz und Poo zu modellieren. Ein funktioneller Zusammenhang der Anpassungskonstanten des Jiang-Modells liefert letztlich die Abgrenzung der dehnenden Separation und auch denjenigen Auftreffwinkel, an dem die dehnende Separation beginnt, sodass die Beschreibung des Tripelpunkts vervollständigt wird.

### 6.1 Kritische Eigenschaften für den Beginn der Separation

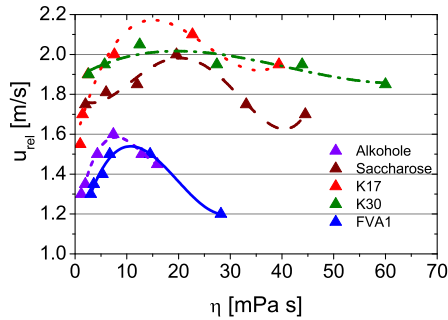
Die Verschiebung der Regime (vgl. Kapitel 5.3.2) lässt sich über die Tripelpunkte aller Stoffsysteme mit Hilfe der Relativgeschwindigkeit und des Auftreffwinkels  $B$  quantifizieren. So ist für beide Größen die Ausbildung eines Extremums feststellbar, welches über eine polynomische Anpassung der Messwerte gewonnen wird. Der Extremwert ist für jede Stoffklasse zunächst speziell (vgl. Abb. 6.1). Bei der Anpassung der Messreihe K17 wird das Maximum bzw. Minimum im Gegensatz

zu den anderen Stoffklassen durch die polynomische Anpassung über bzw. unterschätzt.

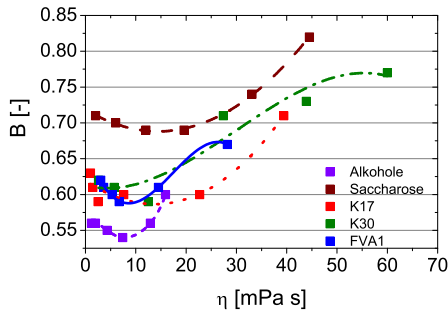
Bis zum Auftreten des Extremums ist für die Verteilung der Auftreffwinkel festzustellen, dass nur ein sehr schwacher, monoton fallender Trend erkennbar ist. Nach Erreichen des Minimums tritt ein starker Anstieg des Auftreffwinkels mit steigendem Verhältnis von Oberflächenspannung und Viskosität auf. Bei näherer Betrachtung kann ein Parameter identifiziert werden, dessen Wert am Extremum für alle Stoffklassen konstant ist. Am Maximum der Relativgeschwindigkeit, die notwendig ist, damit deh nende Separation auftritt, weist die Relaxationsgeschwindigkeit einen Wert von  $u_{relax}^* = 3.51$  m/s auf, die als kritische Relaxationsgeschwindigkeit bezeichnet werden soll. Genau ab diesem Punkt setzt die Rückverschiebung der Regime in den Diagrammen ein. Zwar ist die Relaxationsgeschwindigkeit keine Ähnlichkeitskennzahl, aber sie ist das entscheidende Kriterium für den Umschlag des dominierenden Phänomens und Teil der Definition der Kapillarzahl. Ist die Relaxationsgeschwindigkeit größer als  $u_{relax}^*$ , so wird die Dynamik von Oberflächenkräften bestimmt, während bei kleineren Werten die Dynamik durch viskose Effekte dominiert wird.

**Tab. 6.1.** Kriterium für den Umschlag des dominierenden Phänomens.

<b>Stoffklasse</b>	$\sigma/\eta$ [ $\frac{m}{s}$ ]	Ca [-]	Oh [-]	We [-]	Re [-]
K17	3.65	0.57	0.111	26.8	46.6
K30	3.48	0.59	0.120	24.0	40.7
Alkohole	3.475	0.46	0.086	27.6	60.1
Saccharose	3.482	0.57	0.115	24.7	43.0
FVA1	3.444	0.44	0.086	25.3	57.3



a) Tripelpunkte für die Relativgeschwindigkeit  $u_{rel}$ .

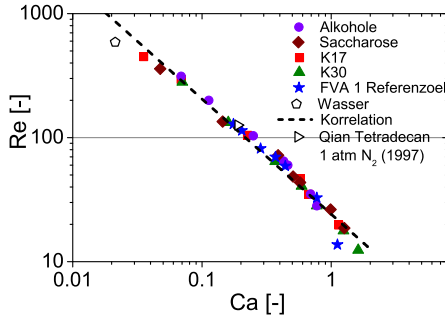


b) Tripelpunkte für den Auftreffwinkel  $B$ .

**Abb. 6.1.** Darstellung der Tripelpunkte aller Stoffsysteme für die Relativgeschwindigkeit und  $B$  in Abhängigkeit von der Viskosität.

Es soll hier ausdrücklich darauf hingewiesen werden, dass die Ohnesorgezahl nach den bisherigen Versuchen nicht geeignet ist, ein Kriterium für den Umschlag des Phänomens zu liefern (vgl. Tab. 6.1), jedoch kann die Relaxationsgeschwindigkeit dieses Kriterium liefern. Zum besseren Vergleich sind in der Tab. 6.1 weitere Kennzahlen mit den Parametern am Extremum dargestellt.

Die Überschätzung des Maximums der Relativgeschwindigkeit führt dazu, dass auch die Relaxationsgeschwindigkeit im Gegensatz zu den anderen Werten leicht abweicht. Wenn dieser Wert herausgelassen wird, ergibt sich für das Kriterium des Umschlags des Phänomens die charakteristische Relaxationsgeschwindigkeit zu  $u_{relax}^* = 3.47$  m/s. Nun ist die Relaxationsgeschwindigkeit Bestandteil der Kapillarzahl, weshalb es nahe liegt, für die Beschreibung der Tripelpunkte diese Ähnlichkeitskennzahl als unabhängige Variable zu verwenden.



**Abb. 6.2.** Korrelation für den Beginn der dehrenden Separation über die Tripelpunkte; Symbole laut Legende.

Die Darstellung der Tripelpunkte erfolgt über die Reynolds- und die Kapillarzahl, wodurch eine Sortierung der Messwerte erreicht wird. Somit können die Messwerte sehr gut durch einen funktionellen Zusammenhang repräsentiert werden (vgl. Abb. 6.2).



Die Korrelationsfunktion lässt sich wie folgt angeben:

$$Re = \frac{K^2}{2} C a^{-\sqrt{1-\frac{1}{e^2}}}, \quad (6.1)$$

wobei die Kennzahl  $K = 6.9451$  aus der Betrachtung optimaler Prozesse von Naue und Bärwolff (1992) stammt. Der Exponent aus Gl. (6.1) ist dabei identisch mit der optimalen Phasenverschiebung  $phas_2$  aus Gl. (2.17).

Aus dieser Korrelation lässt sich nun noch die charakteristische Relativgeschwindigkeit für das erste Auftreten der dehrenden Separation bei einem gegebenen Stoffsystem finden. Ausgehend von Gl. 6.1 werden die Definitionsgleichungen für die Reynoldszahl (vgl. Gl. 2.4) und Kapillarzahl (vgl. Gl. 2.3) eingesetzt:

$$\frac{\rho d u_{rel}}{\eta} = \frac{K^2}{2} \left( \frac{\eta}{\sigma} u_{rel} \right)^{-\sqrt{1-\frac{1}{e^2}}}. \quad (6.2)$$

Gl. 6.2 muss nun noch umgeformt und nach  $u_{rel}$  aufgelöst werden. Man erhält als Lösung für die Relativgeschwindigkeit:

$$u_{rel} = \frac{1}{\rho d \sigma^{-\sqrt{1-\frac{1}{e^2}}}} \sqrt{\frac{K^2}{2} \eta^{1-\sqrt{1-\frac{1}{e^2}}}}. \quad (6.3)$$

Bei der reflexiven Separation kann hingegen keine Ausbildung eines Maximums gefunden werden, sondern lediglich eine Verschiebung des Beginns der Separation zu höheren Weberzahlen mit steigender Viskosität. In der Arbeit von Gotaas *et al.* (2007a) wird eine Korrelation für den Beginn der reflexiven Separation vorgeschlagen (vgl. Abb. 6.3 a)), die die Ohnesorgezahl als unabhängige Variable nutzt. Um den experimentellen Verlauf zu treffen, müssen zwei unterschiedliche Anpassungsfunktionen mit einem mehr oder weniger willkürlichen Definitionsintervall benutzt werden. Die eigenen experimentellen Ergebnisse, welche mit farbigen Symbolen dargestellt werden, können durch die

zwei Korrelationen repräsentiert werden, jedoch zeigt die Wahl der Anpassungsfunktionen, dass die Ohnesorgezahl für die Beschreibung der reflexiven Separation problematisch ist. Stattdessen muss die Kapillarzahl verwendet werden, wodurch mit einer einzigen Korrelation ein sehr einfacher linearer Zusammenhang für den Beginn der reflexiven Separation angebbbar ist. Die Streuung der Messwerte wird durch die neue Korrelation auch etwas verringert.

Die Korrelationsfunktion lässt sich wie folgt angeben:

$$We = \frac{K^3}{3}Ca + 2K, \quad (6.4)$$

auch hier ist die Kennzahl  $K=6.9451$ . Anhand dieser Gleichung lässt sich für eine beliebige Stoffkonstellation der Beginn der reflexiven Separation bestimmen. Nun soll noch die charakteristische Geschwindigkeit bestimmt werden, bei jener die Separation tatsächlich stattfindet. Ausgehend von Gl. 6.4 werden wieder die Bestimmungsgleichungen für die Weberzahl (s. Gl. 2.1) und Kapillarzahl (s. Gl. 2.3) eingesetzt:

$$\frac{\rho d u_{rel}^2}{\sigma} = \frac{K^3}{3} \frac{\eta}{\sigma} u_{rel} + 2K. \quad (6.5)$$

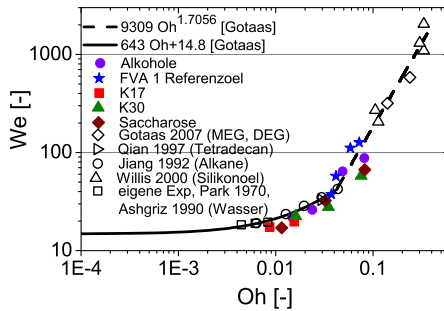
Die Lösung der Gl. 6.5 geschieht durch eine Überführung in die Normalform der quadratischen Gleichung und lautet wie folgt:

$$u_1 = \frac{\eta}{\rho d} \frac{K^3}{6} + \sqrt{\left(\frac{\eta}{\rho d} \frac{K^3}{6}\right)^2 + 2K \frac{\eta}{\rho d}}, \quad (6.6)$$

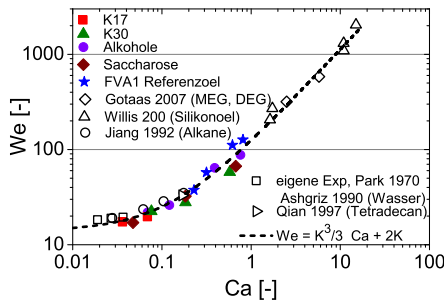
$$u_2 = \frac{\eta}{\rho d} \frac{K^3}{6} - \sqrt{\left(\frac{\eta}{\rho d} \frac{K^3}{6}\right)^2 + 2K \frac{\eta}{\rho d}}. \quad (6.7)$$

Nun muss noch über die Brauchbarkeit der Lösungen entschieden werden. Die zweite Lösung bedeutet, dass eine negative Relativgeschwindigkeit existiert, wodurch sich die Tropfen nie treffen würden. Deshalb ist nur die Lösung  $u_1$  von Bedeutung für die Kollision.

## 6.1 Kritische Eigenschaften für den Beginn der Separation



a) Darstellung über die Ohnesorgezahl nach Gotaas *et al.* (2007a) durch zwei Korrelationen.



b) Ansatz zur Darstellung der reflexiven Separation über die Kapillarnzahl.

**Abb. 6.3.** Vergleich der Korrelationen für den Beginn der reflexiven Separation; gefüllte Symbole: eigene Experimente; leere Symbole: Literaturstelle laut Legende.

Bei genauerer Betrachtung der Ähnlichkeitskennzahlen, die für die Beschreibung des Beginns der Separationsprozesse Anwendung finden, fällt auf, dass es sich bei der Kollision zweier Tropfen mit anschließender Separation um zwei unterschiedliche Mechanismen handelt. Bei der reflexiven Separation (gerader Stoß,  $B=0$ ) muss die Weberzahl als Kennzahl verwendet werden, welche die Deformierbarkeit der Tropfen wiedergibt, wohingegen bei der dehnenden Separation die Reynoldszahl als wesentliche Kennzahl angewendet werden muss. Hier gleiten die Tropfenoberflächen aufeinander bis die Oberfläche aufreißt. Es ist jedoch unklar, welche Art der Belastung (also normal oder tangential zur Tropfenoberfläche) für den Aufriss verantwortlich ist. Besondere Bedeutung besitzt die Kapillarzahl und die damit verbundene Relaxationsgeschwindigkeit. Beide Größen sind notwendige Parameter, um die Separation von den anderen Regimen unterscheiden zu können.

In den Korrelationen findet sich immer wieder die Kennzahl  $K$  je nach Art der Separation mit unterschiedlichen Potenzen. Zudem muss  $K$  mit dem Exponent noch dividiert werden. Daraus lässt sich das zunächst empirisch gefundene Ordnungsprinzip für den Beginn der Separation angeben:

$$K_* = \frac{[2\pi (1 + \frac{e-1}{6e})]^n}{n} = \frac{K^n}{n}. \quad (6.8)$$

Das Kollisionsgesetz nach Gl. (6.8) für den Beginn der Separation ist ein neues Ordnungsprinzip, das auf der Basis von Naues Betrachtungen gefunden wurde. Eine Interpretation und Herleitung des Kollisionsgesetzes wird im folgenden Kapitel gegeben.

## 6.2 Wirkung eines Ordnungsprinzips als Interpretationsansatz für den Beginn der Separation

Naue geht bei seinen Betrachtungen von einem strukturierten Fluid aus, dessen Komplexität hinsichtlich der vorhandenen Strukturen mit steigender Konvektionsgeschwindigkeit zunimmt. Bei der Kollision zweier Tropfen wurde beobachtet, dass im Allgemeinen die notwendige Relativgeschwindigkeit bei der reflexiven Separation höher ist als bei der dehrenden Separation. Es kann geschlussfolgert werden, dass der Aufwand für die Deformation mit anschließender Reflexion des Fluids deutlich höher ist als bei einem Aufeinanderabgleiten mit anschließender Dehnung einer kleinen Flüssigkeitsbrücke. Dieser Effekt des erhöhten Aufwands lässt sich bei Naue an der Potenz des  $K$ -Wertes erkennen. Bei den gefundenen Korrelationen für Tropfenkollisionen trifft dies im gleichen Maße zu.

Das empirisch gefundene Ordnungsprinzip aus Gl. (6.8) unterscheidet sich von Naue lediglich durch den Faktor  $\frac{1}{n}$ , woraus sich die Frage ergibt, woher der Unterschied zwischen den Ordnungsprinzipien resultiert. Den Ansatz zur Herleitung des neuen Ordnungsprinzips liefert Gl. (6.1), wo der Exponent der Kapillarzahl identisch mit  $phas_2$  aus Naues Herleitungen ist. Dies ist ein Hinweis darauf, dass zwei schwingungsfähige Objekte mit einem Phasenversatz zum Zeitpunkt der Kollision zueinander schwingen. Naue (Naue und Bärwolff (1992, S. 65)) hat gezeigt, dass sich die Phasenverschiebung zwischen den Strukturen optimal verhält. Wenn man nun folgende Annahme trifft: Zwei Strukturen der Ordnung  $2n$  besitzen immer einen Phasenwinkel hinsichtlich der Impulsgeschwindigkeit zueinander, was gleichbedeutend mit der Aussage ist, dass jede Tropfenkette eine Grundschwingung besitzt und bei der Kollision eine Phasenverschiebung zwischen den Schwingungen existiert. Die Impulsintegrale der phasenverschobenen Geschwindigkeiten  $A \sin(\omega t)$  und  $A \sin(\omega t + k_1)$  haben einen von der

Amplitude  $A$  und der Phasenverschiebung  $k_1$  abhängigen Wert. Die Mittelwertbildung des Impulsintegrals der Ordnung zwei über einen genügend langen Zeitraum geschieht durch folgende Gleichung, wobei es für das Ergebnis gleichgültig ist, ob die Cosinus- oder Sinusfunktion verwendet wird, weshalb die weiteren Betrachtungen immer mit der Sinusfunktion durchgeführt werden.

### Impulsgeschwindigkeit der Ordnung 2

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt[2]{\frac{1}{T} \int_0^T A^2 \sin(\omega t) \sin(\omega t + k_1) dt} \quad (6.9)$$

Der Grenzwert lautet:

$$A \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\cos(k_1)}, \quad (6.10)$$

wobei die Impulsgeschwindigkeiten 2. Ordnung immer reell sind, wenn gilt:  $0 \leq k_1 \leq \frac{\pi}{2}$ .

### Impulsgeschwindigkeit der Ordnung 4

Die Impulsgeschwindigkeit 4. Ordnung setzt sich aus Impulsgeschwindigkeiten 2. Ordnung gleichen Typs (hier sind das Sinusfunktionen) zusammen.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt[4]{\frac{1}{T} \int_0^T A^4 \sin(\omega t) \sin(\omega t + k_1) \sin(\omega t) \sin(\omega t + k_2) dt} \quad (6.11)$$

Der Grenzwert lautet:

$$A \frac{1}{\sqrt[4]{8}} \sqrt[4]{\sin(k_1) \sin(k_2) + 3 \cos(k_1) \cos(k_2)}, \quad (6.12)$$

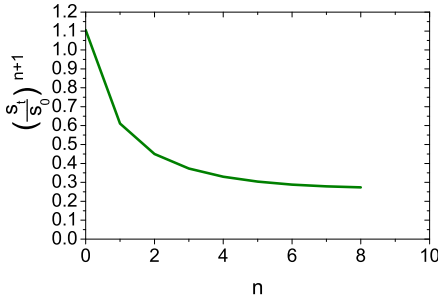
wobei die Impulsgeschwindigkeiten 4. Ordnung immer reell sind, wenn sich die Phasenwinkel  $k_1, k_2$  im Intervall  $0 \leq \{k_1, k_2\} \leq \frac{\pi}{2}$  befinden. Diese Betrachtung lässt sich für beliebig viele Kombinationen der Impulsgeschwindigkeit 2. Ordnung fortführen, wobei die Impulsgeschwindigkeiten der Ordnung  $2n$  immer reell sind, wenn sich die Phasenwinkel  $k_1, k_2, \dots, k_n$  im Intervall  $0 \leq \{k_1, k_2\} \leq \frac{\pi}{2}$  befinden.

Die Tropfenketten werden als Strukturen im Phasenraum betrachtet, deren kreuzende Wege zur Kollision zweier Tropfen führt. Folglich wird der Stoß zweier Körper durch das Stoßintegral  $\int v dv$  beschrieben. Naue hat gezeigt, dass  $v \propto K$  und  $dv \propto dK$  ist (vgl. Naue und Bärwolff (1992, S. 72 ff.)). Aus dem experimentellen Befund kann gefolgert werden, dass es sich beim Stoß der Tropfen um eine linienförmige Kontaktfläche (dehnende Separation) und eine Kreisfläche bei der reflexiven Separation handelt. Das Integrationsintervall ist folglich  $[0, K]$ .

$$\int_0^K K^n dK \Rightarrow \frac{K^{n+1}}{n+1} \quad (6.13)$$

Das gefundene Ordnungsprinzip, das durch Integration nach obiger Gleichung erhalten wird, liefert also die mittlere Wirkung beim Stoß zweier Strukturen miteinander. Wenn man nun die Dimensionalität im Phasenraum näher betrachtet, so fällt auf, dass der Stoß immer weicher wird, da das Verhältnis von aufgerauhtem und erzeugendem Volumen (Bezeichnung nach Naue) stetig abnimmt, da das strukturierte Objekt in alle Dimensionen gleichmäßig ausweichen kann (vgl. Abb. 6.4).

Die Ergebnisse des Kapitels 5.3.5 weisen eine dritte kritische Eigenschaft auf, nämlich die kritische Relaxationsgeschwindigkeit  $u_{relax}^* = 3.47 \text{ m/s}$ . Für die Überführung dieser kritischen Eigenschaft in eine Ähnlichkeitskennzahl muss die Relaxationsgeschwindigkeit durch eine charakteristische Geschwindigkeit dividiert werden, was dem Reziproken der Kapillarzahle entspricht. Anschließend kann überprüft werden, ob diese Eigenschaft in das Kollisionsgesetz übertragbar ist.



**Abb. 6.4.** Abnahme der Härte des Stoßes bei Erhöhung der Dimensionalität.

Es muss also folgende Beziehung überprüft werden:

$$\frac{1}{Ca} = Z = \frac{u_{relax}}{u_{char}} = \frac{K^1}{1}. \quad (6.14)$$

Zunächst ist zu klären, um welche Geschwindigkeit es sich bei der charakteristischen Geschwindigkeit aus obiger Gleichung handelt. Hierfür wird die Relaxationsgeschwindigkeit herangezogen, welche sich aus zwei stofflichen Eigenschaften zusammensetzt, also zwei inneren Eigenschaften. Dementsprechend muss die charakteristische Geschwindigkeit ebenfalls eine innere Größe sein und nicht von der äußeren Belastung herrühren. Wenn man die Art der Erzeugung des Strahls und die Oszillationen nach dem Stoß in Betracht zieht, lässt sich ein schwingungsfähiges System zu Grunde legen. Im Moment der Berührung der Tropfen werden Druckwellen ausgesendet und an der Innenwand reflektiert. Die effektive Impulsgeschwindigkeit der Welle, die in dem schwingungsfähigen System vorliegt, wird als Gruppengeschwindigkeit  $v_{gr}$  bezeichnet und stellt die charakteristische Größe dar.

Durch die Reflexion an der Wand entsteht für kurze Zeit ein stabiles Druckmuster des schwingungsfähigen Systems (innerer Prozess),



das abhängig von äußeren Gegebenheiten (Durchmesser, Anregungsfrequenz) ist. Es wird angenommen, dass das Kollisionsergebnis kurz nach der Berührung bereits entschieden ist und durch ein stehendes Druckwellensystem hervorgerufen wird.

Zur Ableitung dieses Vorgangs wird die eindimensionale, homogene Wellengleichung angesetzt, die wie folgt lautet:

$$\frac{1}{v_{gr}^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0, \quad (6.15)$$

wobei die Wellengleichung durch den Ansatz  $w = A \cos(kx - \omega t)$  erfüllt wird.  $A$  ist dabei die Amplitude,  $k$  die Wellenzahl und  $\omega$  die Kreisfrequenz. Bildet man die zweiten Ableitungen nach  $x$  und  $t$  und setzt diese in die Wellengleichung ein, so erhält man für die charakteristische Gleichung folgenden Ausdruck:

$$\frac{1}{v_{gr}^2} \omega^2 + k^2 = 0. \quad (6.16)$$

Diese Gleichung lässt sich nun nach der Wellenzahl  $k$  umstellen, die in den Ansatz für die Geschwindigkeit eingesetzt wird:

$$w = A \cos \left[ \omega \left( \frac{1}{v_{gr}} x - t \right) \right]. \quad (6.17)$$

Ein stabiles Druckmuster entsteht durch eine Überlagerung der primären Stoßwelle  $w_1$  mit der reflektierten Welle  $w_2$  an der Tropfenrückwand.

$$w_{1,2} = w_1 + w_2 \quad (6.18)$$

$$w_{1,2} = A \left\{ \cos \left[ \omega \left( \frac{1}{v_{gr}} x - t \right) \right] + \cos \left[ \omega \left( \frac{1}{v_{gr}} x + t \right) \right] \right\}. \quad (6.19)$$

Die Lösung der Gleichung unter den Bedingungen  $t = T$  und  $x = L$ , wobei  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  die Periodendauer und  $L$  eine charakteristische Länge des schwingungsfähigen Objekts sind, führt auf die Beziehung für die Gruppengeschwindigkeit:

$$v_{gr} = \frac{L}{T} = \frac{\omega}{2\pi} L. \quad (6.20)$$

Die Abmessungen des schwingungsfähigen Systems sind die zwei Tropfendurchmesser, sodass  $L \approx 2d$  gesetzt werden kann. Wenn man die Anregungsfrequenz des Strahls, die für die Experimente konstant bei  $\omega = 3692 \text{ Hz}$  gehalten wird und den Tropfendurchmesser ( $d \approx 380 \mu\text{m}$ ) einsetzt ergibt sich:

$$v_{gr} = \frac{380 \mu\text{m} \cdot 3692 \text{ Hz}}{\pi} = 0.446 \text{ m/s}. \quad (6.21)$$

Wenn man die Gruppengeschwindigkeit auf der linken Seite in Gl. (6.14) einsetzt und mit der rechten vergleicht, so ergibt sich ein Unterschied von etwa 10%. Damit wurde gezeigt, dass sich mit einer gewissen Unschärfe die kritische Relaxationsgeschwindigkeit mit der Gruppengeschwindigkeit entdimensionieren lässt. Die Anregungsfrequenz stimmt mit der Tropfenfrequenz nur bei optimaler Anregung überein, weshalb die gefundene Abweichung trotzdem akzeptabel erscheint. Somit wurde für das Kollisionsgesetz aus Gl. (6.8) für  $K^n$ , mit  $n = 1, 2, 3$  in den ersten 3 Dimensionen eine geschlossene Beschreibung gefunden. Es wurde ein Zusammenhang zwischen äußeren Gegebenheiten (Anregungsfrequenz und Tropfengröße) und einem inneren Wellenausbreitungsprozess geschaffen.

Im letzten Abschnitt der Modellierung werden die gefundenen Eigenschaften genutzt, um vorhandene Modelle hinsichtlich ihrer Vorhersagekraft zu verbessern. Die Verbesserung der Modelle kann eine Verbesserung der Produkteigenschaften bei Sprühprozessen bewirken,

da Falschaussagen bezüglich des Kollisionsergebnisses minimiert werden.

### 6.3 Modell für die Abgrenzung der Separation

Im letzten Kapitel wird das Modell für die Abgrenzung von Separationsprozessen vorgestellt. Die Basis für dieses Modell bilden die zwei Korrelationen für den Beginn der reflexiven und der dehnenden Separation (vgl. Abb. 5.20 und Gln. (6.1)-(6.4)). Eine Falschvorhersage der Separation bei moderaten bis kleinen Weberzahlen ist dadurch ausgeschlossen. Die Separation setzt sich neben dem Anfangspunkt aus einer Vielzahl von Grenzpunkten zusammen, die einen Grenzverlauf zwischen den Regimen bildet. In Kapitel 5.3.2 wurde gezeigt, dass für die dehnende Separation kein allgemeingültiger Datensatz für die Parameter des Modells nach Jiang *et al.* existiert. Stattdessen muss für jede Stoffklasse ein separater Parametersatz bestimmt werden. Wenn man aber eine passende Bezugsgröße wählt, nämlich das dimensionslose Verhältnis von der Relaxationsgeschwindigkeit des aktuellen Systems zur kritischen Relaxationsgeschwindigkeit  $u_{relax}^*$ , kann für jeden Parameter ein funktioneller Zusammenhang gefunden werden (vgl. Abb. 6.5).

So lässt sich für jede Stoffpaarung der ideale Parametersatz lediglich aus den Stoffwerten bestimmen, mit dem Resultat, dass das Modell von einem Anpassungsmodell zu einem Vorhersagemodell aufsteigt.

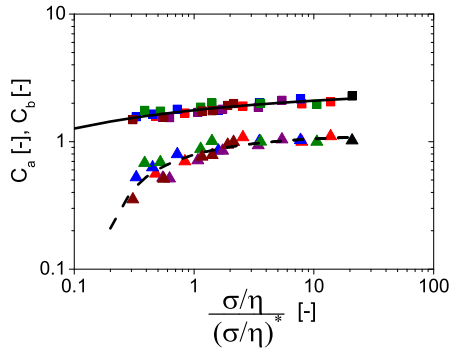
$$C_a = 2.762 - \left( \frac{u_{relax}}{u_{relax}^*} \right)^{-0.175} \quad (6.22)$$

und

$$C_b = 1.134 - 0.345 \left( \frac{u_{relax}}{u_{relax}^*} \right)^{-0.613} \quad (6.23)$$

sind die Korrelationsfunktionen aus Abb. 6.5. Die Korrelation der Tripelpunkte liefert zunächst nur die charakteristische Geschwindigkeit

für den Beginn der Separation, wobei für eine vollständige Beschreibung des Beginns noch der charakteristische Auftreffwinkel  $B$  fehlt. Dieser kann dann anhand des Modells von Jiang *et al.* gefunden werden, wodurch die Beschreibung vollständig wird. Hierfür wird das Modell bis zu der zur charakteristischen Relativgeschwindigkeit gehörenden Weberzahl gerechnet und der Wert des Modells für  $B$  bestimmt.



**Abb. 6.5.** Darstellung der Jiangparameter aller Stoffsysteme in Abhängigkeit von dem Quotienten  $\frac{u_{relax}}{u_{relax}^*}$ ; K17 (rot); K30 (blau); Saccharose (grün); Alkohole (lila); FVA1 Öl (braun); Wasser (schwarz); Quadrate: Werte für  $C_a$ ; Dreiecke: Werte für  $C_b$  kompakte Linie: Korrelation für  $C_a$ ; gestrichelte Linie: Korrelation für  $C_b$ .

Das erste Auftreten der reflexiven Separation ist bereits eine vollständige Beschreibung des Punkts, da neben der charakteristischen Relativgeschwindigkeit auch der Auftreffwinkel ( $B=0$ ) bekannt sind. Jedoch existiert kein Modell, das für viskose Kollisionen eine Vorhersage treffen kann. Allerdings kann das Modell von Ashgriz und Poo so modifiziert werden, dass es eine Abgrenzung ermöglicht. In dem ursprünglichen Modell wurde für Wasser die Annahme getroffen, dass

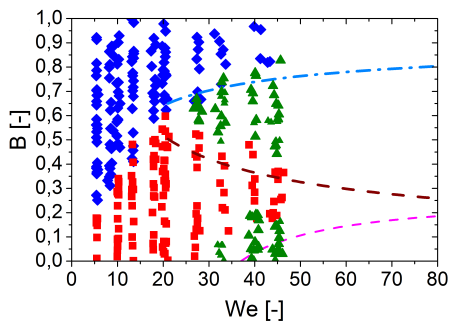
die reflexive kinetische Energie der vereinigten Masse größer als 75 % seiner Oberflächenenergie ist (vgl. Gl. (2.10)).

Diese Annahme muss weiterhin eingehalten werden, da der prinzipielle Verlauf bei der reflexiven Separation für alle untersuchten Stoffsysteme gleich ist. Lediglich die Weberzahl ist verschieden. Wenn die Korrelation von Gl. (6.4) verwendet wird, um die charakteristische Weberzahl zu bestimmen, kann der Einfluss der Viskosität modelliert werden. Abb. 6.6 zeigt das Beispielsystem K30 mit 10 Ma% und Saccharose mit 40 Ma% gelöstem Feststoff.

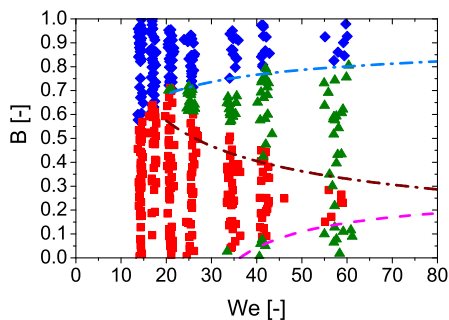
In der Abbildung werden die Jiangparameter aus Gl. (6.22) und (6.23) entsprechend der Relaxationsgeschwindigkeit des Fluids berechnet, der Tripelpunkt entsprechend der Korrelation Gl. (6.1) und das modifizierte Modell von Ashgriz und Poo nach Gl. (6.4) angewendet. Bei dem Modell von Estrade *et al.* entsteht aus genannten Gründen (schlechte Anpassungsfähigkeit an die Experimente) eine große Diskrepanz zum Tripelpunkt.

Die Modifikation vorhandener Modelle in Kombination mit dem Beginn der Separation hat sich als wirksames Mittel zu Abgrenzung der Separationsprozesse erwiesen. Die vorgestellten neuen Regimegrenzen können nun genutzt werden, um numerische Berechnungen und auch praktische Auslegungen effizienter zu gestalten. Das neue Modell besitzt im untersuchten Bereich für viele verschiedene Stoffe Gültigkeit, weshalb es wahrscheinlich auch auf andere Stoffklassen übertragbar ist. Dennoch besitzt es einige Einschränkungen, die hier noch genannt werden müssen. Die Untersuchungen beziehen sich auf eine einheitliche Tropfengröße, also  $\Delta = 1$  und wurden für eine Tropfengröße von etwa  $380 \mu\text{m}$  sowie bei einem Viskositätsverhältnis  $\frac{\eta_H}{\eta_L} = 1$  durchgeführt. Es bleibt zu überprüfen, ob die gefundenen Eigenschaften tatsächlich diesen Restriktionen unterliegen.

Eine Möglichkeit zur Verallgemeinerung der Diagramme liegt in der Anwendung der Relaxationsgeschwindigkeit als zusätzlichen Parameter für die *B-We*-Diagramme. So sind die Regime (Auftreten und Form)



a) K30 mit 10 Ma%.



b) Saccharose mit 40 Ma%.

**Abb. 6.6.** Neue Regimegrenzen für die Separation, violette Linie: modifiziertes Modell von Ashgriz und Poo in Kombination mit der Korrelation aus Gl. 6.4; alle anderen Symbole und Grenzlinien (gezeichnet bis zum Tripelpunkt mit  $C_a$  und  $C_b$  nach Gl. 6.22 und 6.23 und der Formfaktor nach Tab. A.1) wie in Abb. 5.17.

und die Art des Verlaufs für Stoffpaarungen mit ähnlicher Relaxationsgeschwindigkeit nahezu gleich (vgl. z. B. Abb. 5.17 f) und Abb. A.5 f)). Lediglich die absoluten Werte für beispielsweise Koaleszenz unterscheiden sich, was durch eine geeignete Normierung von  $B$  auszugleichen ist.

Eine andere Möglichkeit zur Verallgemeinerung der Kollisionsergebnisse für unterschiedlich große Tropfen oder Tropfen verschiedener Oberflächenspannung könnte durch die Anwendung der symmetrischen Weberzahl erreicht werden. Rabe *et al.* (2010) hat gezeigt, dass durch eine Mittelung der Stoffeigenschaften Größen- und Stoffeinflüsse so normiert werden können, dass wieder ähnliche Diagramme (so wie sie vorgestellt wurden) erreicht werden können. Jedoch bleibt hier der Einfluss der Viskosität als wesentlicher Parameter unberücksichtigt.





## 7 Zusammenfassung

Bei technischen Sprühprozessen werden meist enge Tropfengrößenverteilungen angestrebt, um Tropfen mit homogenen Eigenschaften zu erzeugen. Der erzeugte Sprühnebel wird in vielen Anwendungen getrocknet, sodass ein Pulver mit speziellen Eigenschaften entsteht. Tropfenkollisionen treten in sehr großer Zahl im Nahbereich der Düsen auf, wodurch das Tropfenspektrum und somit die späteren Produktmerkmale modifiziert werden. Der Elementarprozess der Kollision zweier Tropfen lässt sich folglich nicht vermeiden, kann aber bei Kenntnis des Kollisionsverhaltens gezielt genutzt werden, um bestimmte Kollisionsergebnisse zu favorisieren. Der Begriff der Separationsprozesse umfasst die reflexive (für nahezu gerade Stöße) und die dehnende Separation (schiefe Stöße). Sie sind durch die Ausbildung von Satellitentropfen gekennzeichnet, die meist sehr viel kleiner sind als die erzeugenden Tropfen und in größerer Anzahl auftreten können.

Diese Arbeit hatte zum Ziel, allgemeine Kollisionseigenschaften für die Abgrenzung von Separationsprozessen bzw. Koaleszenz offenzulegen. Dafür wird das Kollisionsverhalten und insbesondere das Kollisionsergebnis, aber auch die Satellitentropfenausbildung von Stoffen mit völlig verschiedenen Stoffeigenschaften und -verhalten untersucht. Es werden sowohl Newtonsche als auch nicht-Newtonsche (strukturviskose) Flüssigkeiten betrachtet. Der Gesamtprozess von der Erzeugung über den Flug entlang der Tropfenkette bis zur Kollision hin zu Vermischungs- und Penetrationsprozessen wird vorgestellt, um ein besseres Verständnis für das Phänomen der Kollision zweier Tropfen zu gewinnen. Die Kollision zweier Tropfen aus verschiedenen Tropfenketten kann nicht losgelöst von der erzeugenden Struktur des Tropfenstrahls betrachtet werden, da es Wechselwirkungen zwischen den Tropfen zu

geben scheint, obwohl diese nicht in direktem Kontakt stehen. Ein wesentlicher Parameter bei der Untersuchung von Tropfenkollisionen ist die Viskosität, da sie im Verlauf von Sprühtrocknungsprozessen beträchtlich ansteigt.

Für die Durchführung der Experimente ist es notwendig, neue Methoden zur Auswertung, aber auch neue Experimentiertechniken, zu entwickeln. Eine Erweiterung des bekannten PTV-Kriteriums ermöglicht für gerichtete und verdünnte Strömungen ein größeres Zeitintervall zwischen zwei Bildern, sodass entweder eine geringe Bildrate oder starke Geschwindigkeitsgradienten (wie das bei einer Scherströmung der Fall ist) im Bild kompensiert werden können. Die neue experimentelle Methode zur Visualisierung interner Vermischungs- und Penetrationsprozesse ermöglicht zum ersten Mal eine zeitlich und räumlich hoch-aufgelöste Darstellung des Tropfeninneren.

Im Laufe der Untersuchungen hat sich herausgestellt, dass die Viskosität  $\eta$  als einziger Parameter für die Bestimmung allgemeiner Eigenschaften ungeeignet ist. Vielmehr muss die zweite wesentliche Größe, die Oberflächenspannung  $\sigma$ , benutzt werden, um die Verallgemeinerung zu erreichen. Das Verhältnis  $\frac{\sigma}{\eta}$  wird als Relaxationsgeschwindigkeit  $u_{relax}$  bezeichnet und gibt das Vermögen einer Flüssigkeitsoberfläche an, nach einer Krafteinwirkung wieder die Kugelform anzunehmen. Es existiert ein kritischer Punkt, an dem die Dynamik des Stoßes wechselt. Während für hohe Relaxationsgeschwindigkeiten Oberflächeneffekte dominieren, ändert sich dies bei Unterschreiten des kritischen Werts zu Gunsten der viskosen Effekte. Diese Größe findet sich auch in der Kapillarzahl wieder, die sich als entscheidende Ähnlichkeitskennzahl für die Beschreibung des Beginns der reflexiven als auch der dehrenden Separation herausgestellt hat. Beide Prozesse sind aber für sich verschieden, denn während bei der reflexiven Separation die Deformation der Tropfen (Beschreibung über Weberzahl) der ausschlaggebende Prozess ist, muss bei der dehrenden Separation das Abgleiten bzw. Scheren zweier Oberflächen (Beschreibung über Reynoldszahl) bis zum

---

Abriss in Betracht gezogen werden. Ein neues Kollisionsgesetz für den Beginn der Separation wurde abgeleitet, das beide Prozesse zusammenführt und aus den Betrachtungen von Naue und Bärwolff (1992) herrührt. Dieses Gesetz ist ein Ordnungsprinzip, das angibt, wie groß der Aufwand ist, um Strukturen (also die Separation) zu erzeugen. Letztlich lässt sich sogar die kritische Relaxationsgeschwindigkeit in dieses Gesetz einbinden.

Die gefundenen Eigenschaften werden auf bisherige Bereichsgrenzen angewendet, wobei gewisse Modifikationen durchgeführt werden. Durch das Wissen über den Beginn der Separation kann nun das Manko der Falschvorhersage von Separation durch Modelle vermieden werden, weil eine untere Definitionsgrenze gefunden wurde. Das Modell von Jiang *et al.* (1992) gewinnt durch die vorgeschlagene Normierung einen allgemeineren und vorhersagenden Charakter. Das Modell von Ashgriz und Poo (1990) wurde für die reflexive Separation, in der Art modifiziert, dass der Beginn der reflexiven Separation über die Korrelation bestimmt wird und dann das Modell Ashgriz und Poo (1990) als Startpunkt dient. Dadurch kann der Verschiebung des Regimes bei höheren Viskositäten Rechnung getragen werden, wodurch eine deutlich verbesserte Beschreibung der Regimegrenzen Separation/Koaleszenz erreichbar ist.



## 8 Summary

In technical spraying processes a tight droplet size distribution is desired, in order to have homogeneous droplet properties. In many applications the spray will be dried, so a powder with special properties is created. Droplet collisions occur in a large number near the nozzle, hence the droplet size distribution will be modified due to these collisions. With the knowledge about the elementary process of droplet collisions it is possible to favour certain collision results. The term separation processes consists of the processes reflexive and stretching separation. Both are characterized by the development of a ligament which breaks up into small satellites.

This work is dedicated to identify characteristic properties of a binary droplet collisions to distinguish separation processes. Therefore, the collision behavior particularly the collision outcome but also the satellite production will be studied for completely different species with differing species data. Not only Newtonian but also non-Newtonian (shear-thinning) liquids are investigated. The overall process of the production of droplets, the flight along the droplet chain until collision and eventually mixing and penetration processes will be presented in the present work to gain a better understanding for the phenomenon of colliding droplets. The collision of two drops from different droplet chains cannot be treated without taking the generating structure into account because it seems to be that an interaction of the droplets within one chain exists, although they have no physical contact to each other. One essential parameter of the investigation of droplet collisions is the viscosity, since it increases tremendously during spray drying.

The experiments require not only the development of new methods for droplet tracking but also the experimental setup itself has to be reinvented in order to meet the requirements of internal mixing or penetration. An extension of the well-known „particle tracking velocimetry“ criterion allows for directed and diluted flows a larger time interval between two pictures, with the result that a low frame rate or large velocity gradients (as it is the case for shear flows) within one picture can be compensated. A new experimental method to visualise internal mixing and penetration processes allows for the first time a high temporal and spatial resolution.

During the investigations it turns out, that the viscosity  $\eta$  is not sufficient as only parameter in order to derive characteristic collision properties. In fact another quantity, namely the surface tension  $\sigma$  has to be introduced, forming a ration which is called relaxation velocity  $u_{relax}$ . This velocity describes the ability of a liquid surface to form a spherical surface after a force acted on it. It exists one critical point, at which the dynamics of the collision alters. While for large relaxation velocities surface tension effects dominate, viscous effects overwhelm the latter after passing the critical point towards lower relaxation velocities. This quantity is part of the capillary number, which is the governing similarity number for the onset of reflexive and stretching separation. Both processes are differently composed. For reflexive separation the deformation of the collision complex and subsequent reflexion (description via the Weber number) is important, whereas for stretching separation the liquid is sheared at the contact point and eventually the surfaces break up (description via Reynolds number).

A new collision law for the onset of separation has been derived, which unites both mechanism with each other on the basis of Naue's consideration. The proposed law is an organising principle, which gives the efforts to generate separation. Finally, the critical relaxation velocity can be implemented in that law.

---

The derived collision properties are applied on existing models or slight modification of the models will be carried out. With the knowledge about the onset of separation a false prediction of separation can be avoided to a large extent, because a lower definition boundary has been found. The model of Jiang *et al.* (1992) obtains a more common and even predictive character due to the proposed standardisation. The model of Ashgriz und Poo (1990) has been slightly modified using the new correlation for reflexive separation to determine the onset of separation in order to meet the shift of the regime caused by the enhancement of viscosity. An improved description of the regime boundaries separation/coalescence is achieved.



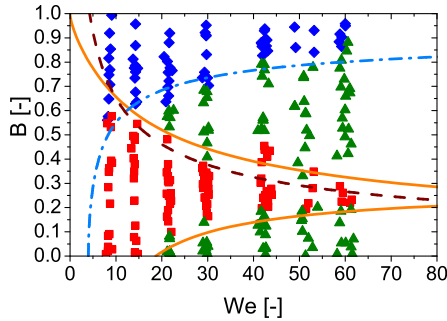


# 9 Anhang

## A Kollisionsergebnisse und Satellitenausbildung

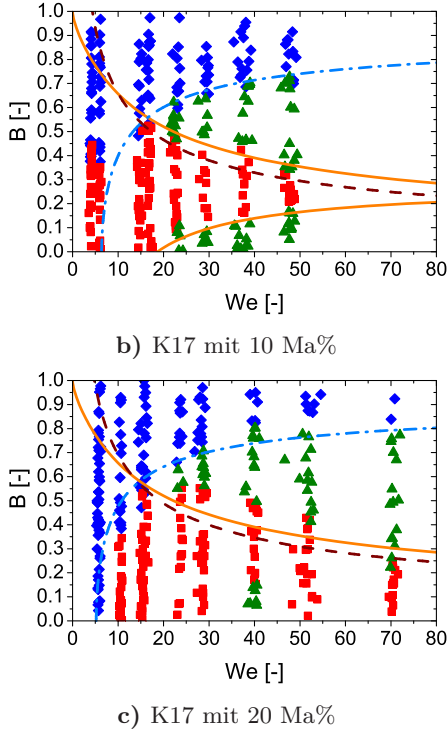
### A.1 K17

#### A.1.1 $B$ - $We$ -Diagramme

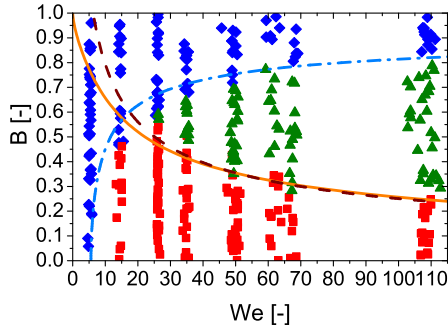


a) K17 mit 5 Ma%

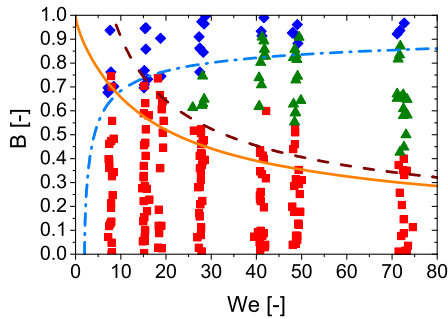
**Abb. A.1.**  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 1/3) für die Stoffklasse K17, a) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.082$ ,  $C_b=0.292$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.



**Abb. A.1.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 2/3) für die Stoffklasse K17, b)-c) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.082$ ,  $C_b=0.292$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.



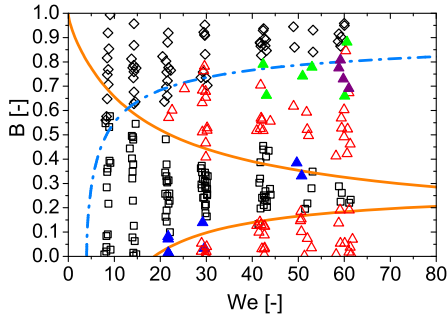
d) K17 mit 30 Ma%



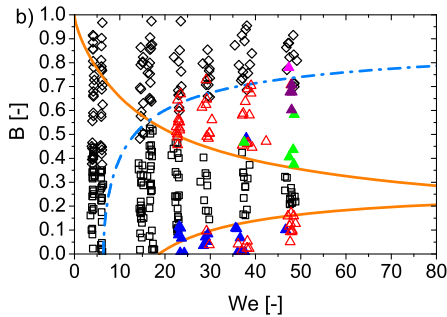
e) K17 mit 35 Ma%

**Abb. A.1.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 3/3) für die Stoffklasse K17, d)-e) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.082$ ,  $C_b=0.292$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.

## A.1.2 Satellitentropfenbildung

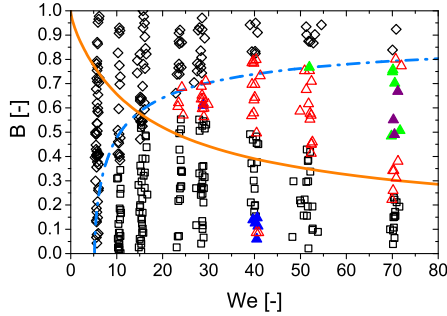


a) K17 mit 5 Ma%

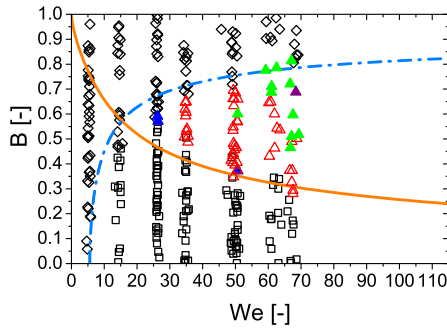


b) K17 mit 10 Ma%

**Abb. A.2.** Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 1/3) für die Stoffklasse K17, a)-b) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.1 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4.

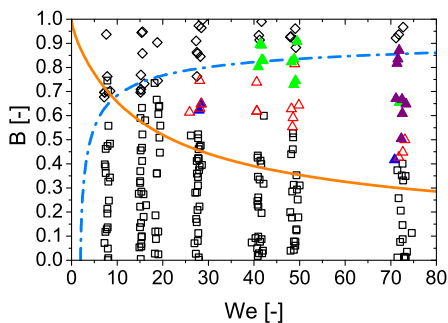


c) K17 mit 20 Ma%



d) K17 mit 30 Ma%

**Abb. A.2.** Fortsetzung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 2/3) für die Stoffklasse K17, c)-d) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.1 (ohne Grenzlinie für deh nende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3.

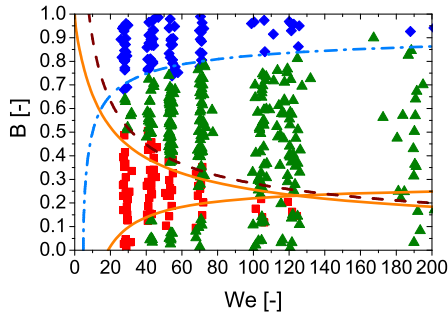


e) K17 mit 35 Ma%

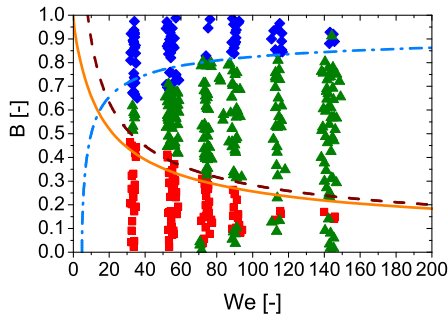
**Abb. A.2.** Fortsetzung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 3/3) für die Stoffklasse K17, e) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.1 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3.

## A.2 FVA 1

### A.2.1 B-We-Diagramme

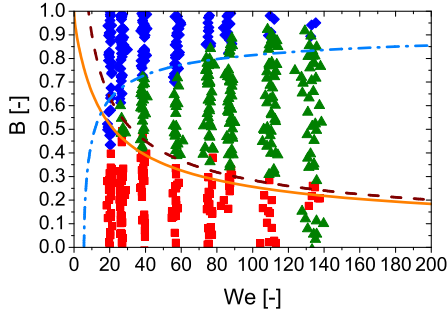


a) FVA 1 bei 100 °C

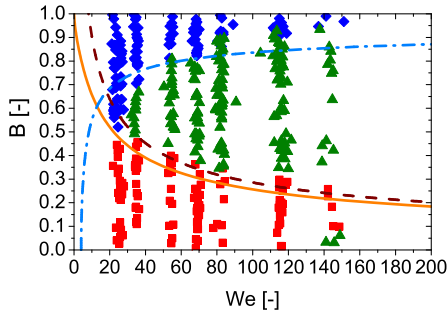


b) FVA 1 bei 90 °C

**Abb. A.3.** *B-We-Diagramme (Teil 1/3) für die Stoffklasse FVA 1, a)-b) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.787$ ,  $C_b=0.03$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.*



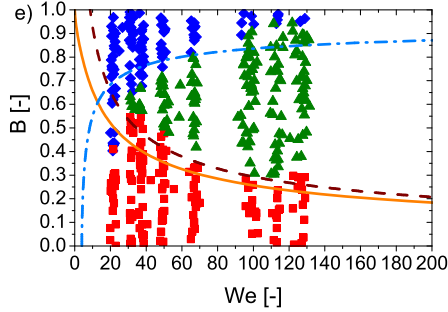
c) FVA 1 bei  $70^\circ C$



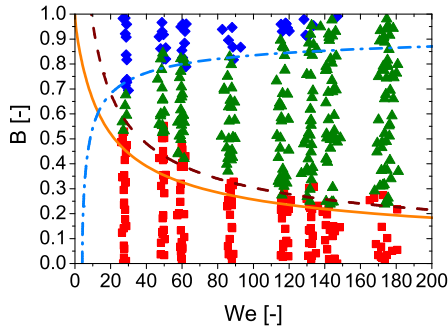
d) FVA 1 bei  $60^\circ C$

**Abb. A.3.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 2/3) für die Stoffklasse FVA 1, c)-d) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.787$ ,  $C_b=0.03$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.





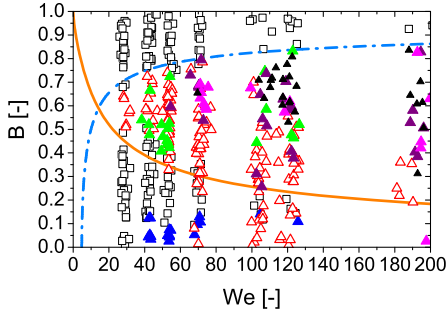
e) FVA 1 bei 45 °C



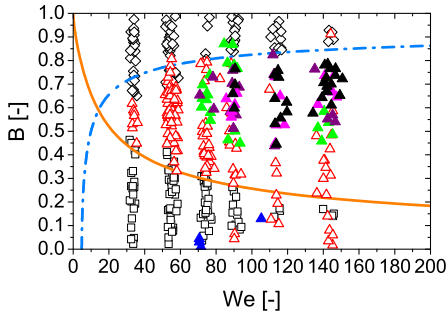
f) FVA 1 bei 23 °C

**Abb. A.3.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 3/3) für die Stoffklasse FVA 1, e)-f) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.787$ ,  $C_b=0.03$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.

### A.2.2 Satellitentropfenbildung

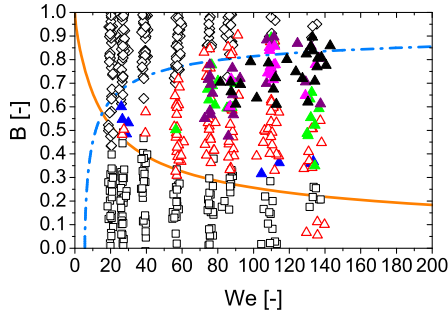


a) FVA 1 bei 100 °C

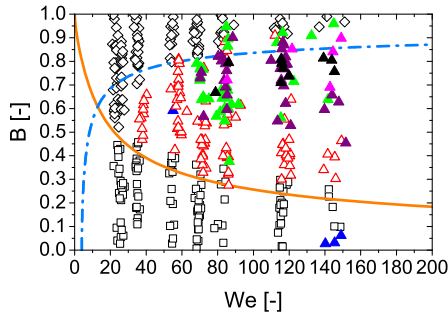


b) FVA 1 bei 90 °C

**Abb. A.4.** Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 1/3) für die Stoffklasse FVA 1, a)-b) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.3 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4, schwarz: 4+.

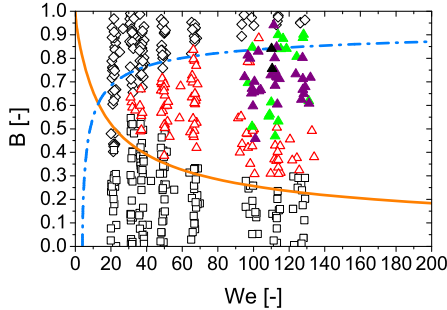


c) FVA 1 bei 70 °C



d) FVA 1 bei 60 °C

**Abb. A.4.** Fortsetzung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 2/3) für die Stoffklasse FVA 1, c)-d) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.3 (ohne Grenzlinie für deh nende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4, schwarz: 4+.



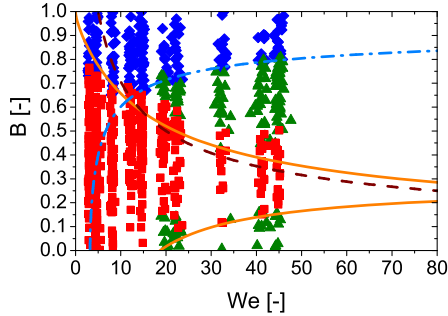
e) FVA 1 bei 45 °C

**Abb. A.4.** Fortsetzung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 3/3) für die Stoffklasse FVA 1, e) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.3 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4, schwarz: 4+.

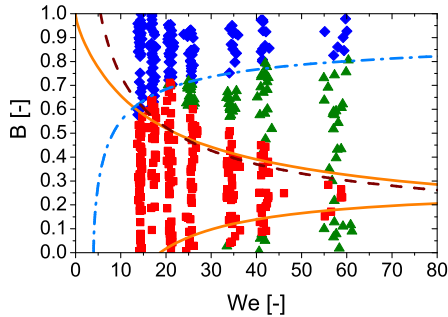
Aufgrund der enormen Länge des Ligaments kann die Anzahl der Satellitentropfen nicht bestimmt werden, da der Bildausschnitt zu klein für die Ligamente ist. Selbst bei verhältnismäßig niedrigen Relativgeschwindigkeiten entstehen 6 oder mehr Satellitentropfen, wobei bei Erhöhung der Relativgeschwindigkeit die Anzahl weiter steigt. Deshalb hat der Autor beschlossen, auf die Darstellung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm für FVA 1 bei 23 °C zu verzichten.

### A.3 Saccharose

#### A.3.1 $B$ - $We$ -Diagramme

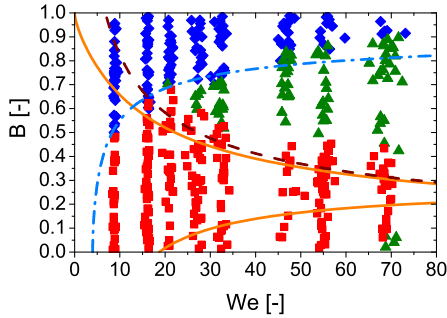


a) Saccharose mit 20 Ma%

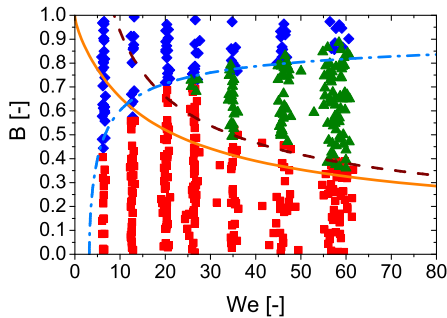


b) Saccharose mit 40 Ma%

**Abb. A.5.**  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 1/3) für die Stoffklasse Saccharose, a)-b) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.234$ ,  $C_b=0.435$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.



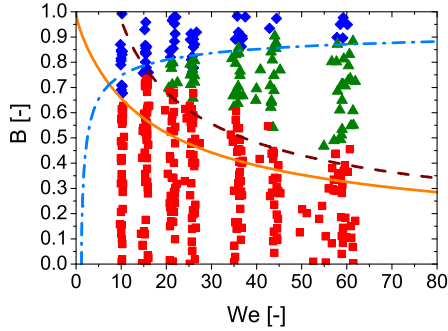
c) Saccharose mit 50 Ma%



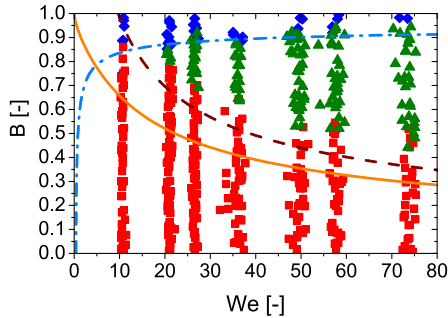
d) Saccharose mit 54 Ma%

**Abb. A.5.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 2/3) für die Stoffklasse Saccharose,

c)-d) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.234$ ,  $C_b=0.435$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.



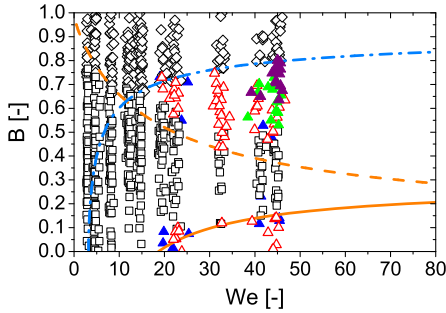
e) Saccharose mit 58 Ma%



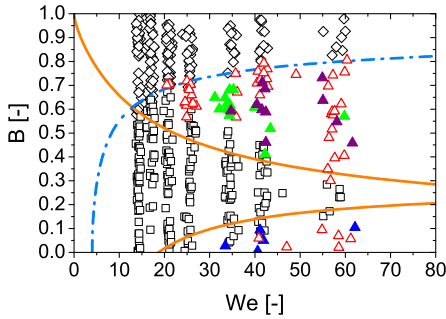
f) Saccharose mit 60 Ma%

**Abb. A.5.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 3/3) für die Stoffklasse Saccharose, e)-f) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.234$ ,  $C_b=0.435$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation.

### A.3.2 Satellitentropfenbildung



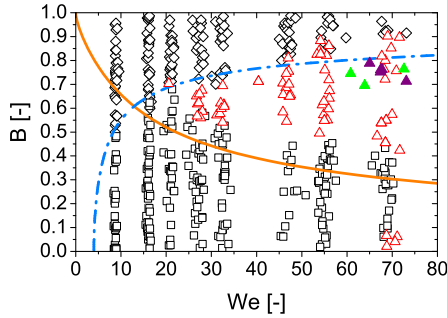
a) Saccharose mit 20 Ma%



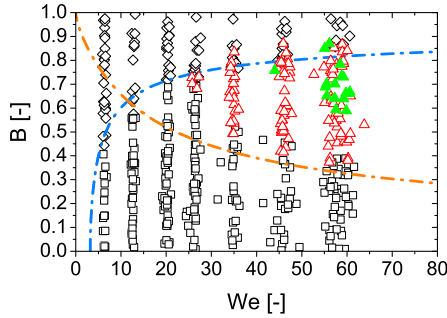
b) Saccharose mit 40 Ma%

**Abb. A.6.** Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 1/3) für die Stoffklasse Saccharose, a)-b) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.5 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3.



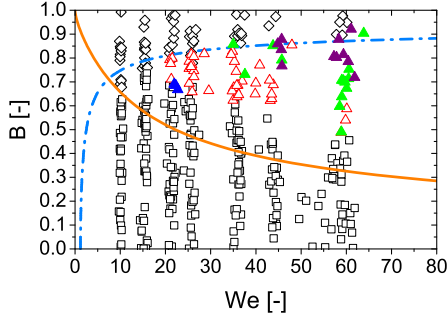


c) Saccharose mit 50 Ma%

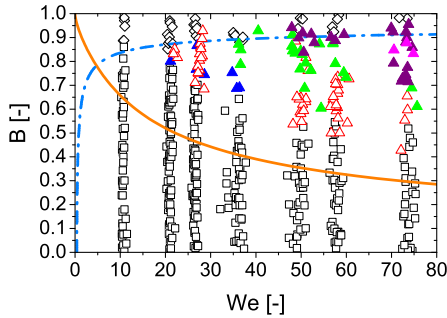


d) Saccharose mit 54 Ma%

**Abb. A.6.** Fortsetzung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 2/3) für die Stoffklasse Saccharose, c)-d) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.5 (ohne Grenzlinie für deh nende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3.



e) Saccharose mit 58 Ma%

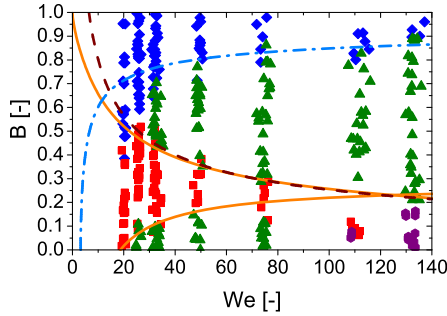


f) Saccharose mit 60 Ma%

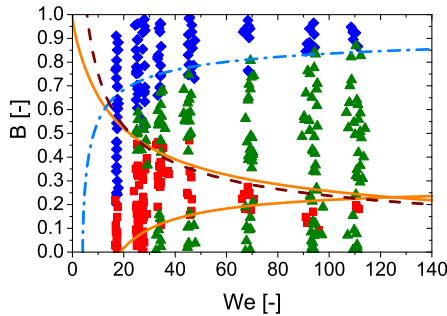
**Abb. A.6.** Fortsetzung der Satellitenanzahl im  $B$ - $We$ -Diagramm (Teil 3/3) für die Stoffklasse Saccharose, e)-f) mit den Grenzlinien wie in Abb. A.5 (ohne Grenzlinie für dehnende Separation von Jiang *et al.* (1992)) sowie leere Symbole für Regime der Koaleszenz und Bouncing zur Orientierung; Dreiecke: Anzahl der Satellitentropfen mit blau: 0, rot: 1, grün: 2, violett: 3, rosa: 4.

## A.4 Alkohole

### A.4.1 $B$ - $We$ -Diagramme

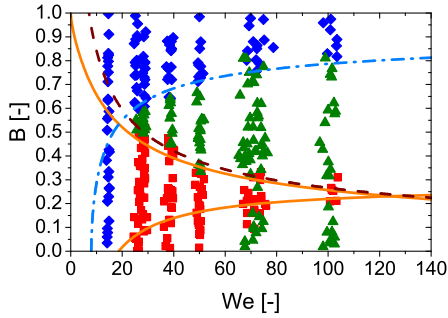


a) Ethanol

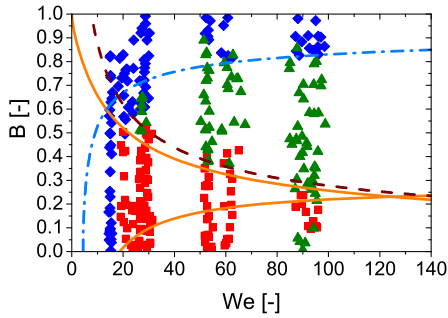


b) Propanol

**Abb. A.7.**  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 1/3) für die Stoffklasse Alkohole, a)-b) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.428$ ,  $C_b=0.126$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation, lila: Splashing.

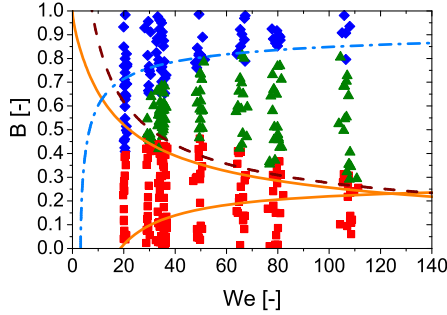


c) Hexanol

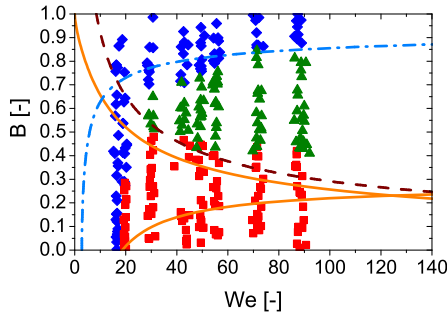


d) Heptanol

**Abb. A.7.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 2/3) für die Stoffklasse der Alkohole, c)-d) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.428$ ,  $C_b=0.126$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation; lila: Splashing.



e) Nonanol



f) Dodecanol

**Abb. A.7.** Fortsetzung der  $B$ - $We$ -Diagramme (Teil 3/3) für die Stoffklasse der Alkohole,

e)-f) mit den Grenzlinien von Ashgriz und Poo (1990) (orange, kompakte Linie), Jiang *et al.* (1992) angepasst mit  $C_a=2.428$ ,  $C_b=0.126$  (braune, gestrichelte Linie), Estrade *et al.* (1999) Formparameter angepasst s. Tab. A.1 (blaue, strich-gepunktete Linie); blau: Bouncing; rot: Koaleszenz; grün: Separation; lila: Splashing.

### A.4.2 Satellitentropfenbildung

Die Alkohole bilden sehr lange Liagmente aus, die sich weit über den Bildausschnitt hinaus erstrecken. Deswegen muss auf die Darstellung der Satellitenanzahl im *B-We*-Diagramm für sämtliche Alkohole verzichtet werden, da nicht alle Satelliten erfasst werden können.

### A.5 Werte des Modellparameters für die Grenzlinie von Estrade *et al.*

**Tab. A.1.** Angepasste Werte des Formparameters  $\Psi$  für die Grenzlinie von Estrade *et al.* (1999) für alle Stoffsysteme.

Stoff- klasse	Stoff- system	$\Psi$ [-]	Stoff- klasse	Stoff- system	$\Psi$ [-]
<b>Wasser</b>	deion.	3.35	<b>K30</b>	5 Ma%	3.45
<b>K17</b>	5 Ma%	3.45		10 Ma%	3.65
	10 Ma%	3.8		15 Ma%	3.6
	20 Ma%	3.65		20 Ma%	3.35
	30 Ma%	3.7		23 Ma%	3.2
	35 Ma%	3.25		25 Ma%	3.2
<b>Saccharose</b>	20 Ma%	3.4	<b>Alkohole</b>	Ethanol	3.4
	40 Ma%	3.5		1-Propanol	3.5
	50 Ma%	3.5		1-Hexanol	4.0
	54 Ma%	3.55		1-Heptanol	3.55
	58 Ma%	3.15		1-Nonanol	3.4
	60 Ma%	3.05		1-Dodecanol	3.35
<b>FVA 1</b>	100 °C	3.6	<b>FVA 1</b>	60 °C	3.6
	90 °C	3.6		45 °C	3.5
	70 °C	3.7		23 °C	3.6

## **B Konzept der Prozessbewertung mit Hilfe der Informationsentropie**

### **Konzept der Prozessbewertung nach Naue und Bärwolff (1992)**

Der Prozess der Rollbewegung ist durch eine Haupt- und eine Strukturbewegung gekennzeichnet. Dabei speist sich die Strukturbewegung aus der Hauptbewegung. Die dimensionslose Entropie ist der Maßstab für die Aufteilung der Einzelwirkungen, deren Entropien zusammen maximal werden. Die dimensionslose Entropie  $S$  wird für die Bewertung solcher Prozesse eingesetzt, um eine exponentiell verteilte dimensionslose Eigenschaft  $f$  zu evaluieren, die im Intervall  $0 < f \leq 1$  definiert ist. Dann lässt sich schreiben:

$$S = -\ln f. \quad (\text{B.1})$$

Die Entropieproduktion  $\sigma^*$  ergibt sich aus:

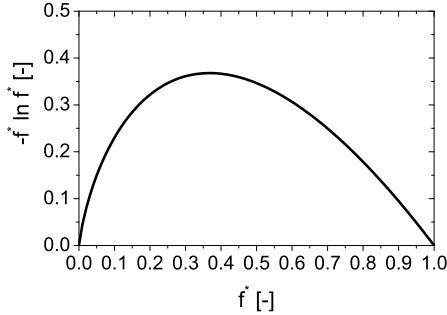
$$\frac{d\sigma^*}{df} = S. \quad (\text{B.2})$$

Nach der Integration von  $f$  in den Grenzen  $[f^*, 1]$  und der Anwendung der Taylorreihenentwicklung erhält man einen veränderten Ansatz im Vergleich zur thermodynamischen Entropiedefinition, die energieskaliert ist.

Das Ausführen der Integration von Gl. (B.2) führt auf die Entropieproduktion:

$$\sigma^* - f^* = -f^* \ln f^*. \quad (\text{B.3})$$

Der Term  $-f^* \ln f^*$  wird *Informationsentropie*  $\sigma_{i^*}$  genannt und wurde von Shannon in der Kybernetik geprägt. Ein Prozess ist optimal, wenn seine Informationsentropie  $\sigma_i^* = -f^* \ln f^*$  maximal ist. Die Darstellung der Informationsentropie in Abhängigkeit von  $f^*$  zeigt die Abb. B.8.



**Abb. B.8.** Informationsentropie  $\sigma_i^*$  in Abhängigkeit von  $f^*$ .

Für  $f^* = \frac{1}{e}$  ist  $\sigma_i^* = -f^* \ln f^* = \frac{1}{e}$ . Naue unterscheidet zwischen innewohnenden Prozessen, die miteinander in Konkurrenz treten und Prozessen, die durch Aufprägung äußerer Parameter bestimmt werden. Er bezeichnet sie als konkurrierende (Begriff nach Naue und Bärwolff (1992, S. 60)) und sequentielle Prozesse (Naue und Bärwolff (1992, S. 62)) Prozesse.



Der Zusammenhang der Transportvariable  $\Theta$  mit der Größe  $f^*$  wird für  $n$  konkurrierende Prozesse z. B. des Impulstransports durch  $\Theta_n = \bar{v} + v'$  dargestellt:

$$f^* \Theta^* = \sum_n (k_n f_n |\Theta_n|) \quad (\text{B.4})$$

$$\text{mit } \Theta^* = \sum_n (|k_n \Theta_n|) \quad (\text{B.5})$$

$$\text{und } f^* = \frac{\sum_n (k_n f_n |\Theta_n|)}{\sum_n |k_n \Theta_n|}. \quad (\text{B.6})$$

$k_n$  ist der Gewichtungsfaktor für die Aufwendungen des konkurrierenden Prozesses  $n$ . Beim Energietransport ist die Transportvariable die kinetische Energie, die ebenfalls aus einer Hauptbewegung und einer Strukturbewegung zusammengesetzt ist:  $\Theta_n = \frac{v^2}{2} + \frac{v'^2}{2}$ . Um der nichtlinearen Eigenschaft der Geschwindigkeit Rechnung zu tragen, muss Gl. B.6 um den Exponenten  $q$  erweitert werden, der die nichtlineare Verknüpfung der Einflussgrößen darstellt. Dann wird mit  $q=2$  (was dem Exponent der kinetischen Energie entspricht) der Aufwand  $f^*$  für den Transport der kinetischen Energie:

$$\frac{\sum_n (k_n (f_n |\Theta_n|)^q)}{\sum_n |k_n| |\Theta_n|^q}. \quad (\text{B.7})$$

Ein Beispiel für konkurrierende Prozesse ist die Strömung durch ein glattes Rohr oder der Freistrahler (Luft/Luft).

Bei sequentiellen Prozessen addieren sich die Entropien  $S_m = -\ln f_m$  zur Gesamtentropie  $S$ :

$$S = \sum_m S_m = -\sum_m p_m \ln f_m = -\ln \prod_m (f_m^{p_m}), \quad (\text{B.8})$$

mit der Nebenbedingung, dass sich die Gewichtungsfaktoren  $p_m$  der sequentiellen Prozesse  $m$  zu Eins addieren ( $\sum_m p_m = 1$ ). Wenn man das Produkt  $\prod_m (f_m^{p_m})$  als Gesamtaufwand für sequentielle Prozesse auffasst, so lässt sich schreiben:

$$f^* = \prod_m (f_m^{p_m}). \quad (\text{B.9})$$

Dementsprechend ergibt sich für die Informationsentropie nach Gl. B.3 (rechte Seite) der Ausdruck:

$$\sigma_i^* = - \prod_m (f_m^{p_m}) \ln \prod_m (f_m^{p_m}). \quad (\text{B.10})$$

Mit Hilfe der mittleren Werte  $\tilde{f}^*$ ,  $\tilde{\sigma}^*$  und  $\tilde{\sigma}_i^*$  im Aufenthaltsbereich  $B_A$  kann die mittlere Entropieproduktion auch wie folgt geschrieben werden:

$$\tilde{\sigma}^* - \tilde{f}^* = \tilde{\sigma}_i^*. \quad (\text{B.11})$$

Der Umsatz  $\tilde{\sigma}^*$  minus dem Aufwand  $\tilde{f}^*$  ergibt den Entropiegewinn  $\tilde{\sigma}_i^*$ . Ein optimaler Prozess ist jener mit dem maximalen Entropiegewinn  $\tilde{\sigma}_i^*$ . Als Beispiel für einen sequentiellen Prozess gibt Naue die Abhängigkeit des Rohrreibungsbeiwertes und der relativen Rauigkeit an, bei der sich die Strukturen in Abhängigkeit von der Rauigkeit ausbilden (bei genügend großer Reynoldszahl, d.h. der Rohrreibungsbeiwert hängt nicht mehr von der Reynoldszahl ab).

### Optimale Prozesse und Herleitung der Kennzahl $K$

Bei optimalen Prozessen handelt es sich um jene Prozesse, deren Informationsentropie maximal wird. Konkurrierende Prozesse können mit einem Phasenversatz der Einzelwirkungen verlaufen. Dieser Phasenversatz wird von Naue mit  $phas_1$  und  $phas_2$  für zweidimensionale

Prozesse bezeichnet. Das Maximum der Informationsentropie lässt sich durch Ableitung der Bestimmungsgleichung finden und wird wie folgt definiert:

$$\frac{d\sigma_i^*}{df^*} = 0 = \frac{df^* \ln f^*}{df^*} = \ln f^* - 1. \quad (\text{B.12})$$

Naue erhält  $\ln f_{opt}^* = -1$  oder  $f_{opt}^* = \frac{1}{e}$  als Lösungen. Die Phasenverschiebung kann je nach Lage des Versatzes entweder Konvektions- und Konduktionsprozesse anfachen oder abschwächen, was durch das Vorzeichen von  $phas_n$  bestimmt wird. Als Ergebnis der Überlegungen folgt die Erkenntnis, dass optimale Prozesse durch optimal zueinander verschobenen Wellen erzeugt werden. Von zwei Wellenpaketen erzeugte optimale Phasenfunktionen haben die Werte:

$$phas_1 = \frac{1}{e}, \quad (\text{B.13})$$

$$phas_2 = \left(1 - \frac{1}{e^2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{B.14})$$

Die Kennzahl  $K$  wird von Naue durch die Untersuchung der Interaktion von Geschwindigkeitsfluktuationen in der Hauptströmung abgeleitet. Dabei wird der Transport der Struktur durch die Impulsdisproportionierung (Aufteilung) bei konkurrierenden Prozessen bestimmt. Naue betrachtet hierfür eine Rohrströmung und fragt nach der optimalen Aufteilung des Gesamtimpulses auf die Hauptbewegung und die Strukturbewegung für die dreidimensionale Bewegung. Als Ergebnis ergibt sich die Lösung

$$v_{j,eff} = v_j \left(1 + \frac{e-1}{2e}\right). \quad (\text{B.15})$$

Der Prozess der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen ist geometrisch dreidimensional. Die Impulsgeschwindigkeit  $v_j$  ist ein Maß für

die zurückgelegte Wegstrecke pro Zeiteinheit  $\Delta t$ . Wenn diese Fluktuationen nicht nur räumlich zu verstehen sind, sondern als Dimensionen im Phasenraum und die zurückzulegende Strecke in allen Phasenraumrichtungen gleich groß ist, dann muss je ein Drittel des Zusatzweges in jeder Richtung des Phasenraumes zurückgelegt werden. Das gesamte Volumen des Aufenthaltsbereichs ohne turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen durch eine Querschnittsfläche lässt sich mit  $V_0 = v_j \Delta t A_j$  bestimmen, wobei unter Einbeziehung der Fluktuationen  $V_t = v_j \Delta t \left(1 + \frac{e-1}{2e}\right) A_j$  geschrieben werden kann.

Wenn das Verhältnis beider Volumina als isotrope Aufweitung des Aufenthaltsbereichs (aufgerautes Volumen) der Kanten eines Würfels ( $s_t$ ) ausgedrückt wird, erhält man folgenden Ausdruck für den dreidimensionalen Aufenthaltsraum:

$$\frac{V_t}{V_E} = 1 + \frac{e-1}{2e} = \left(\frac{s_t}{s_0}\right)^3, \quad (\text{B.16})$$

wobei  $s_0$  die Länge der Kanten des Würfels ohne turbulente Fluktuation (erzeugendes Volumen) ist. Aus einer Reihenentwicklung erhält man:

$$\frac{s_t}{s_0} = 1 + \frac{e-1}{6e}. \quad (\text{B.17})$$

Die Kennzahl  $K$  ist das Verhältnis des optimalen Zykloidenwegs  $s_t$  zum erzeugenden Radius  $R$  mit  $s_0 = 2\pi R$ :

$$K = \frac{s_t}{R} = 2\pi \frac{s_t}{s_0}, \quad (\text{B.18})$$

$$K = 2\pi \left(1 + \frac{e-1}{6e}\right) = 6.9451. \quad (\text{B.19})$$

Für  $n$ -dimensionale Prozesse ist die Kennzahl  $K_n$

$$K_n = K^n = \left[2\pi \left(1 + \frac{e-1}{6e}\right)\right]^n. \quad (\text{B.20})$$

Dabei hat sich erwiesen, dass sich mit Hilfe dieser Kennzahl kritische Zustände unterscheiden lassen. So stellt  $K^4 = 2326$  diejenige Reynoldszahl dar, die den Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Rohrströmung kennzeichnet.  $K^3 = 335$  ist identisch mit der kritischen Weberzahl, bei der aufsteigende Blasen zerfallen. Ab einer Reynoldszahl von  $K^2 = 48.2$  beginnen Oseenwirbel instabil zu werden. Man erkennt, dass die Darstellung zwar in einem topologischen Raum erfolgt, aber die Anwendung der Kennzahl nicht ausschließlich auf turbulente Strömungen begrenzt ist. Vielmehr ist sie auch bei der Betrachtung von schwingfähigen Systemen anwendbar, wodurch sie einen allgemeineren Charakter erlangt.



## Literatur

- Apte, A. V., K. Maheshy und T. Lundgrenz (2003). *A Eulerian-Lagrangian model to simulate two-phase / particulate flows*. Techn. Ber. Center for Turbulence Research.
- Ashgriz, N. und J. Y. Poo (1990). „Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 221, 183–204.
- Aytouna, M., D. Bartolo, G. Wegdam, D. Bonn und S. Rafai (2010). „Impact dynamics of surfactant laden drops - dynamic surface tension effects“. In: *Experiments in Fluids* 48, 49–57.
- Bergmann, L. und C. Schäfer (1990). *Lehrbuch der Experimentalphysik*. 10. Auflage. Bd. I. Mechanik, Akustik Wärme. de Gryuter.
- Brenn, G., D. Valkovska und K. D. Danov (2001). „The formation of satellite droplets by unstable binary droplet collisions“. In: *Physics of Fluids* 19, 2463–2477.
- Bubnik, Z., P. Kadlec, D. Urban und M. Bruhns (1996). *Sugar Technologists Manual*. Bartens.
- Büsching, F. (2002). *Vorlesung Küsteningenieurwesen*.
- Canny, J. (1986). „A Computational Approach to Edge Detection“. In: *IEEE Transaction on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 8 No. 6, 679–698.
- Dai, M. und D. P. Schmidt (2005). „Numerical simulation of head-on droplet collision: Effect of viscosity on maximum deformation“. In: *Physics of Fluids* 17, 041701 1–4.
- Database-BASF (2/2012). URL: [http://www.loesemittel.basf.com/portal/6/de/dt.jsp?setCursor=1\\_224361&seite=alkohole\\_und\\_aldehyde/](http://www.loesemittel.basf.com/portal/6/de/dt.jsp?setCursor=1_224361&seite=alkohole_und_aldehyde/).
- Database-lookchem (1/2012). URL: <http://www.lookchem.com/Dodecyl-alcohol/>.

- Database-WolframAlpha (2/2012). URL: <http://www.wolframalpha.com/input/?i=1-Heptanol+/>.
- Ehrenstein, G. W. (2006). *Faserverbund-Kunststoffe: Werkstoffe-Verarbeitung-Eigenschaften*. Hanser Verlag München Wien.
- Estrade, J.-P., H. Carentz, G. Lavergne und Y. Biscos (1999). „Experimental investigation of dynamic binary collision of ethanol droplets - a model for droplet coalescence and bouncing“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20, 486–491.
- Focke, Ch. und D. Bothe (2012). „Computational Analysis of Binary Collisions of shear-thinning Droplets“. In: *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 166; Issues 14-15, 799–810.
- Först, P. (2001). „In-situ Untersuchungen der Viskosität fluider, komprimierter Lebensmittel-Modellsysteme“. Diss. Technische Universität München.
- Gao, T.-C., R.-H. Chen, J.-Y. Pu und T.-H. Lin (2005). „Collision between an ethanol drop and a water drop“. In: *Experiments in Fluids* 38, 731–738.
- Gotaas, C., P. Havelka, H. A. Jakobson, H. F. Svendsen, M. Hase, N. Roth und B. Weigand (2007a). „Effect of viscosity on droplet droplet collision outcome Experimental study and numerical comparison“. In: *Physics of Fluids* 19, 102106:1–17.
- Gotaas, C., P. Havelka, H. A. Jakobson und H. F. Svendsen (2007b). „Evaluation of the impact parameter in droplet droplet collision experiments by the aliasing method“. In: *Physics of Fluids* 19, 102105:1–11.
- Haenlein, A. (1931). „Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls“. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 2 Issue 4, 139–149.
- Hou, S. und T. Schmidt (2006). „Adaptive collision meshing and satellite droplet formation in spray simulations“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 32, 935–956.



- Inamuro, T., S. Tajima und F. Ogino (2004). „Lattice Boltzmann simulation of droplet collision dynamics“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, Issue 21, 4649–4657.
- Jähne, B. (2002). *Digital Image Processing*. 5 th revised and extended Edition. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Jeelani, S. A. K. und S. Hartland (1998). „Effect of surface mobility on collision of spherical drops“. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 206, 83–93.
- Jiang, X. und A. J. James (2007). „Numerical simulation of the head-on collision of two equal-sized drops with van derWaals forces“. In: *Journal of Engineering Mathematics* 59, 99–121.
- Jiang, Y. J., A. Umemura und C. K. Law (1992). „An experimental investigation on the collision behavior of hydrocarbon droplets“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 234, 171–190.
- Ko, G. H. und H. S. Ryou (2005). „Modeling of droplet collision-induced breakup process“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 31, 723–738.
- Laplace, P.-S. (Band 4, 1798-1825). *Traité Mécanique céleste, Théorie de l'action capillaire*.
- Macinnes, J. M. und F. V. Bracco (1991). „Comparisons of deterministic and stochastic computations of drop collisions in dense sprays, Numerical approaches to combustion modeling“. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics*. (A92-16977 04-25), 615–642.
- Matsuo, S. und T. Makita (1989). „Viscosities of Six 1-Alkanols at Temperatures in the Range 298-348 K and Pressures up to 200 MPa“. In: *International Journal of Thermophysics*, 10, 833–843.
- Meinel, R., G. Neugebauer und H. Steudel (1991). *Solitonen: nicht lineare Strukturen*. Akademie Verlag, Berlin.
- Melean, Y. und G. L. Di Sigalotti (2005). „Coalescence of colliding van der Waals liquid drops“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48, 4041–4061.

- Naue, G. und G. Bärwolff (1992). *Transportprozesse in Fluiden*. Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie GmbH, Leipzig.
- Ohnesorge, W. von (1936). „Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen“. In: *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* 16.6, 355–358.
- Otsu, N. (1979). „A threshold selection method from gray-level histograms“. In: *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics* 9 (1), 62–66.
- Park, R. W. (1970). „Behaviour of water drops colliding in humid nitrogen“. Diss. University of Wisconsin.
- Pineiro, M. M., J. Garcia, B. E. de Cominges, J. Vijande, J. L. Valencia und J. L. Legido (2006). „Density and surface tension variation with temperature for n-nonane + 1-hexanol“. In: *Fluid Phase Equilibria* 245, 32–36.
- Post, S. L. und J. Abraham (2002). „Modeling the outcome of drop-drop collisions in Diesel sprays“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 28, 997–1019.
- Qian, J. und C. K. Law (1997). „Regimes of coalescence and separation in droplet collision“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 331, 59–80.
- Rabe, C., J. Malet und F. Feuillebois (2010). „Experimental investigation of water droplet binary collisions and description of the outcome with a symmetric Weber number“. In: *Physics of Fluids* 22, S. 047101.
- Rayleigh, L. (1878). „On the instability of jets“. In: *Proceedings of the London Mathematical Society*,
- Reichardt, H. (1942). „Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz“. In: *VDI Forschungsheft* 414.
- Rioboo, R., C. Tropea und M. Marengo (2001). „Outcomes from a drop impact on solid surfaces“. In: *Atomization and Sprays* 11, 155–165.

- Roisman, I. V., C. Planchette, E. Lorenceau und G. Brenn (2012). „Binary collisions of drops of immiscible liquids“. In: *International Journal of Multiphase Flow* 690, 512–535.
- Roth, N., H. Gomaa und B. Weigand (2010). „Droplet collision at high Weber numbers: Experiments and numerical simulations“. In: *ISBN: 978-88-96333-51-8*.
- Rüger, M., S. Hohmann, M. Sommerfeld und G. Kohnen (2000). „Euler / Lagrange calculations of turbulent sprays: The effect of droplet collisions and coalescence“. In: *Atomization and Sprays* 10, 47–81.
- Russel, J. S. (1844 , S. 311-390). *Report on Waves*. Techn. Ber. Report of the 14th meeting of the British Association for the Advancement of Science, York.
- Sakakibaraa, B. und T. Inamuro (2008). „Lattice Boltzmann simulation of collision dynamics of two unequal-size droplets“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51, Issue 11-12, 3207–3216.
- Schlottke, J., W. Straub, K. D. Beheng, H. Gomaa und B. Weigand (2010). „Numerical Investigation of Collision-Induced Breakup of Raindrops. Part I: Methodology and Dependencies on Collision Energy and Eccentricity“. In: *American Meteorological Society* 67, Issue 3, 557–575.
- Schmidt, T. (2000). „Viskositäts- und Oberflächenspannungsverhalten von reinen und technischen Saccharoselösungen“. Diss. Technische Universität Berlin, Fachbereich Lebensmittelwissenschaft und Biotechnologie.
- Schroeder, J, M. Lederer, V. Gaukel und H. P. Schuchmann (2011). „Effect of Atomizer Geometry and Rheological Properties on Effervescent Atomization of Aqueous Polyvinylpyrrolidone Solutions“. In: *Proceeding of ILASS - Europe 2011, 24th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril/PT*.

- Shannon, C. (Juli und Oktober, 1948). „A Mathematical Theory of Communication“. In: *Bell System Technical Journal* 27, 379–423 und 623–656.
- Soille, P. (2004). *Morphological Image Analysis*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Sommerfeld, M. (2005). *Mechanische Verfahrenstechnik*. Script.
- Verdier, C. (2001). „Influence of the viscosity ratio on polymer droplet collision in quiescent blends“. In: *Polymer* 42, 6999–7007.
- Weber, C. (1931). „Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles.“ In: *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik* 11 Issue 2, 136–154.
- Willis, K. und M. Orme (2003). „Binary droplet collisions in a vacuum environment: an experimental investigation of the role of viscosity“. In: *Experiments in Fluids* 34, 28–41.
- Young, T. (1805). „An Essay on the Cohesion of Fluids“. In: *Philosophical Transaction* 95, 65–87.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Matthias Kuschel geb. Kröner
Geburtsdatum/-ort	20.05.1985 in Halle (Saale)
Familienstand	verheiratet
Kinder	1 Kind

## Beruf

seit 05/2009	Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik, Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg
--------------	-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

## Promotion

seit 05/2009	Promotionsstudium am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik, Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg
--------------	-------------------------------------------------------------------------------------------------------------

## Studium

28/04/2009	Diplomprüfung (Dipl.-Ing.)
10/2008 - 04/2009	Diplomarbeit
10/2004 - 04/2009	Studium Verfahrenstechnik mit Schwerpunkt Bioprozesstechnik, Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg

## Schule

01/01/2004	Abitur
08/1995 - 06/2004	Thomas-Müntzer Gymnasium Halle (Saale)
08/1991 - 06/1995	Grundschule Heideschule in Halle (Saale)

Halle (Saale), den 26.11.2013

Matthias Kuschel geb. Kröner

# Publikationsliste

## Publikationen in Zeitschriften (begutachtete Publikationen)

- Kuschel, M. und M. Sommerfeld (2013). „Investigation of droplet collisions for solutions with different solids content“. In: *Experiments in Fluids* (2013) 54:1440.
- Süverkrüp, R., K. Gruner, S. Eggerstedt, A. Lamprecht, M. Kuschel und M. Sommerfeld (2013). „Visualisation and analysis of collisions in fast droplet streams for the production of spherulites“. DOI: 10.1016/j.ejps.2013.05.010.
- Focke, C., M. Kuschel, M. Sommerfeld und D. Bothe (2013). „Collisions between High and Low Viscosity Droplets: Direct Numerical Simulations and Experiments“. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.05.008.
- Kuschel, M. und M. Sommerfeld. „Collision induced separation processes of droplets - experiments und modelling“. (In Begutachtung)
- Kuschel, M., L. Pasternak und M. Sommerfeld. „Generation and collision of high viscous droplets to investigate agglomeration processes“. (In Begutachtung)
- Kuschel, M., C. Focke, D. Bothe und M. Sommerfeld. „Droplet collisions of miscible, unlike viscous droplets: an experimental and numerical study“. (In Begutachtung)
- Süverkrüp, R., S. Eggerstedt, A. Lamprecht, M. Kuschel, M. Som-

merfeld und S. Wanning. „Collision patterns in droplet streams for the production of spherulophyllites. Numerical analysis of high speed image sequences“. (In Begutachtung)

## **Publizierte Konferenzbeiträge**

- Sommerfeld, M. und M. Kuschel (2013). „Collisions of high viscous droplets: Experiments and modelling“. 8th International Conference on Multiphase Flow, Jeju.
- Kuschel, M., C. Focke, D. Bothe und M. Sommerfeld (2012). „Experiments and Direct Numerical Simulations of binary collisions of miscible liquid droplets with different viscosities“, 12th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg.
- Kuschel, M., und M. Sommerfeld (2012). „Visualisation of time-resolved mixing and penetration processes during droplet collisions using PLIF“, 16th Int. Symposium on applications of Laser Techniques to fluid mechanics, Lissabon.
- Sommerfeld, M. und M. Kuschel (2012). „Experimental studies for allowing the modelling of droplet collisions with complex liquid properties“, ETPFGM 12 - 50th European Two Phase Flow Group Meeting 2012, Udine.
- Kuschel, M. und M. Sommerfeld (2011). „Collision regimes of the series of alcohols“. ILASS - Europe 2011, 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril.
- Kröner, M. und M. Sommerfeld (2010). „Experimental investigation of droplet collisions with higher viscosity“, 23th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno.
- Kröner, M. und M. Sommerfeld (2010). „Experimentelle Untersu-



chung von Tropfenkollisionen viskoser Stoffe“, Spray, Heidelberg.

### **Vorträge und Vortragsbeteiligungen (ohne Proceedings)**

- Kuschel, M., und M. Sommerfeld (2012). „Modelling of droplet collisions for different droplet species“, 13th Workshop on two-phase flows, Halle.
- Focke, C., D. Bothe, M. Kuschel und M. Sommerfeld(2012). „Experimental and Numerical Analysis of binary collisions of non iso-viscous droplets“, 13th Workshop on two-phase flows, Halle.
- Focke, C., M. Kuschel, M. Sommerfeld und D. Bothe (2012). „Computational Analysis of Binary Collisions of Non-Isoviscous Liquid Droplets“, TU Berlin.
- Kuschel, M. und M. Sommerfeld(2011). „Regime und Eigenschaften von Tropfenkollisionen verschiedener Viskosität, Processnet Jahrestreffen der Fachgruppe Bioverfahrenstechnik, Vlaardingem.
- Sommerfeld, M., M. Kuschel und S. Stübing (2010). „Lagrangische Modellierung und experimentelle Analyse der Kollision von hochviskosen Tropfen“. Vortrag auf dem Doktorandenkolleg-Rheologie komplexer Systeme, TU Dresden.
- Sommerfeld, M., S. Stübing und M. Kuschel (2010). „Sprühtrocknungsprozesse: Modellierung und numerische Strömungsberechnung“. Symposium Simulation und Modellierung von Fertigungsprozessen, Deutsche Keramische Gesellschaft e.V., Erlangen.

## Betreute Studien- und Abschlussarbeiten

Bearbeiter	Titel	Datum	Note
Reimann, Andre	Experimentelle Untersuchungen zum Kollisionsverhalten verschiedener Polymerlösungen (Diplomarbeit)	08/2011	2.0
Tintemann, Gero	Vergleich von computergestützten PIV und PTV-Auswertungen für dichte Sprühnebel (Studienarbeit)	09/2011	1.3
Tintemann, Roland	Visualisierung von Strömungsvorgängen (Diplomarbeit)	04/2012	2.3
Tintemann, Gero	Mustererkennung für die Klassifizierung von Kollisionsergebnissen (Masterarbeit)	05/2012	1.0
Braun, Stefan	Experimentelle Untersuchungen zum Kollisionsverhalten einer Polymerlösung (Studienarbeit)	05/2012	1.3
Matthiae, Marco	Kollisionen von Suspensionstropfen mit Polyvinylpyrrolidone als Trägersubstanz (Diplomarbeit)	09/2012	2.0

## **Eidesstattliche Erklärung**

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die den benutzten Werken wörtlich und inhaltlich übernommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Halle (Saale), den 26.11.2013

Matthias Kuschel geb. Kröner