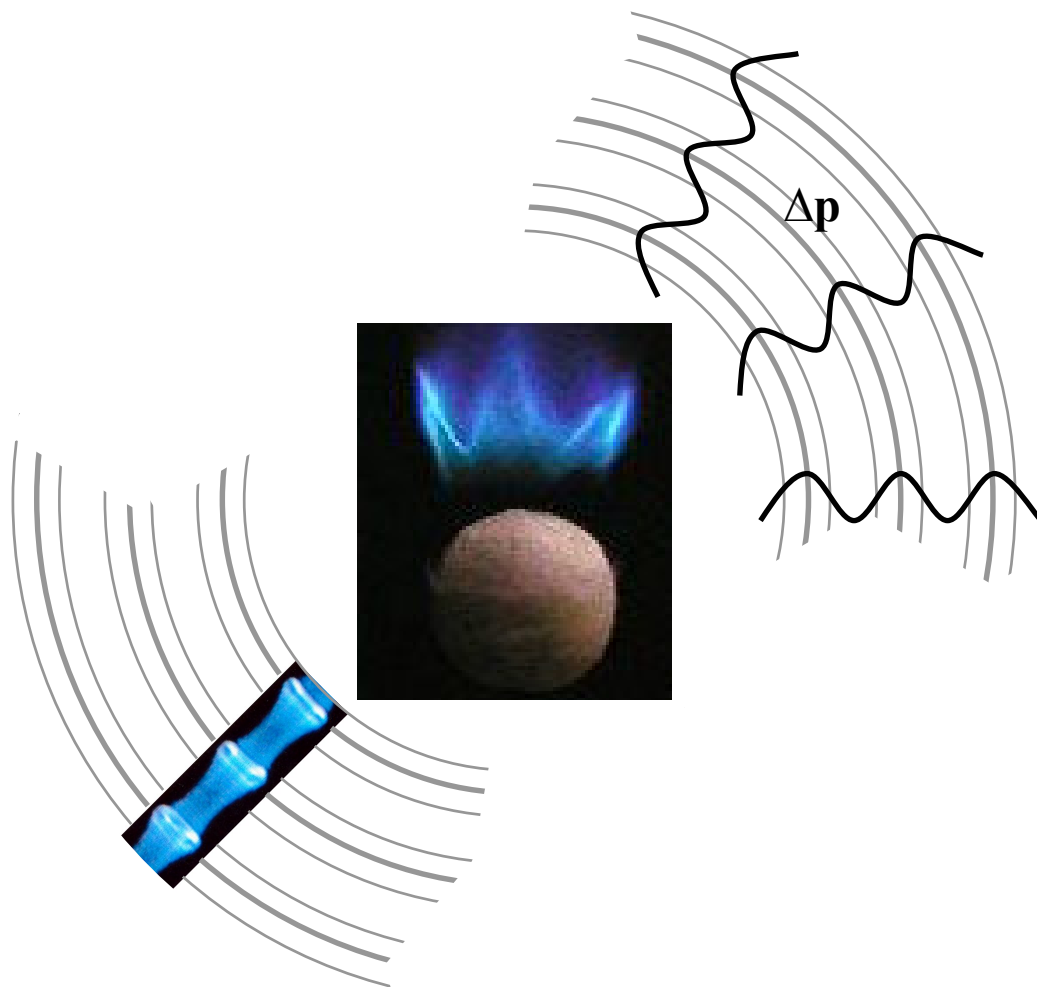


Ralf Schäfer

**EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG ZUR
STRÖMUNGS-AKUSTIK
BESCHLEUNIGT BEWEGTER BRENNENDER TROPFEN**



Cuvillier Verlag Göttingen

**Experimentelle Untersuchung zur
Strömungsakustik
beschleunigt bewegter brennender Tropfen**

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Ralf Schäfer

aus Mudau

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. C. Tropea
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Chr. Hars Prof. Dr. rer. nat. K. G. Roesner
Tag der Einreichung:	16.01.2004
Tag der mündlichen Prüfung:	17.03.2004

Darmstadt 2004

D 17

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004
Zugl.: Darmstadt, Techn. Univ., Diss., 2004
ISBN 3-86537-193-0

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

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

1. Auflage, 2004
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-193-0

Vorwort

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. C. Tropea für die Übernahme des Referats und die Nutzung seines Labors mit allen Einrichtungen. Sein großes Interesse an der Thematik dieser Arbeit hatte positiven Einfluss auf den Fortgang der Dissertation.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Chr. Hars, dem ehemaligen Leiter des Fachgebiets Druckmaschinen und Druckverfahren, danke ich für die Möglichkeit, meine wissenschaftliche Arbeit auf dem Gebiet der Strömungsmechanik durchzuführen, und für seine wertvollen Ratschläge bzgl. der Ausgestaltung der Arbeit.

Für die Betreuung meiner Dissertation möchte ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. K.G. Roesner meinen Dank sagen. Er hat die Arbeit mit großem Interesse und Engagement begleitet und durch Kritik und Anregungen wesentlich zu ihrem Gelingen beigetragen. Unvergesslich werden mir die Samstagvormittagsversuche in Gebäude L1/01 bleiben, die zu wichtigen Erkenntnissen des Tropfenverhaltens geführt haben.

Abschließend möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. E. Dörsam, dem jetzigen Leiter des Fachgebiets Druckmaschinen und Druckverfahren, für das Entgegenkommen bedanken, dass ich zum Ende meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am vorgenannten Fachgebiet meine Arbeitszeit fast ausschließlich zur Fertigstellung dieser Arbeit nutzen durfte. Weiter gilt mein Dank allen Mitarbeitern des Fachgebiets Druckmaschinen und Druckverfahren für die gute Zusammenarbeit - insbesondere Frau Bauriedl für die Übernahme des Korrekturlesens.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	15
2. Erzeugung brennender Einzeltropfen	
2.1. Der Abtropfmechanismus für Polyethylen	21
2.2. Dosiergerät für flüssige Brennstoffe	23
3. Beobachtungen an brennenden Einzeltropfen	
3.1. Allgemeine Beschreibung der Flammenstruktur um fallende Tropfen	
3.1.1. Unterscheidung gemäß der Lage der Flamme	25
3.1.2. Einteilung der Tropfenfallstrecke in unterschiedliche Bereiche	28
3.2. Flamme und Tropfen vor dem Umbruchpunkt	
3.2.1. Grundlagen zur Flammenbildung bei der Tropfenverbrennung	29
3.2.2. Flammenverhalten bei vorseilendem Tropfen	32
3.2.3. Zerplatzende Tropfen	33
3.2.4. Brennend fallende Tropfen	35
3.3. Der Umbruchpunkt	38
3.3.1. Ablauf des Umbruchvorgangs	39
3.3.2. Ursache des Umbruchs	40
3.3.3. Quantifizierung des Umbruchpunkts	41
3.4. Tropfen und Flamme nach dem Umbruch (Bereich IV)	
3.4.1. Tropfen mit akustischer Abstrahlung (intermittente Tropfen)	44
3.4.2. Tropfen mit Flamme, aber ohne Schallabstrahlung (nicht periodisch)	46
3.4.3. Ursache der Schallabstrahlung	47
3.4.4. Auswirkung der Verdunstungsrate auf die Schallabstrahlung	50
3.4.5. Vergleich des Abstands Flamme - Tropfen bei unterschiedlicher Abtropftemperatur	55
3.4.6. Zu kalte Tropfen	57
3.5. Tropfen- und Flammenform in Abhängigkeit von der Fallstrecke	58

4. Messungen und Berechnungen	
4.1. Allgemeine Grundlagen	61
4.2. Tropfengröße und Tropfenform	69
4.3. Geschwindigkeit der Tropfen	
4.3.1. Messprinzip	72
4.3.2. Auswertung der Messungen	74
4.3.3. Messergebnisse	75
4.3.4. Theorie zur Verdunstung fallender Tropfen in heißer Umgebung	77
4.3.5. Ergebnis der Berechnungen unter Annahme einer „symmetrischen“ Verdunstung	80
4.3.6. Vergleich von Messungen mit berechneten Tropfengeschwindigkeiten	83
4.3.7. Übergang zur „nicht symmetrischen“ Verdunstung	85
4.3.8. Berechnete Geschwindigkeits-Zeit- und Weg-Zeit-Kurven	88
4.4. Frequenz der Schallabstrahlung	
4.4.1. Messung der Frequenz	89
4.4.2. Vergleich der optisch beobachteten mit der akustisch gemessenen Frequenz	93
4.4.3. Schallquellen bei Strömungen	95
4.4.4. Stabilitätsanalyse für den Nachlauf eines brennend fallenden Tropfens	97
4.5. Bereiche unterschiedlicher Flammenformen	98
4.6. Messung der Verdunstungsrate	
4.6.1. Verdunstungsrate an Kugeln bei umhüllender Flamme	106
4.6.2. Verdunstungsrate an Kugeln mit Dodekan bei abgestreifter Flamme	108
5. Zusammenfassung	111

Anhang:

A. Berechnungen

A1	Verdunstungstheorie und Widerstandsbeiwert	115
A2	Mittlere kinematische Viskosität in der Grenzschicht eines Tropfens	127
A3	Berechnung der kleinsten Eigenschwingungsfrequenz eines Dodekantropfens	141
A4	Analytische Betrachtung zur Kelvin-Helmholtz-Instabilität	145
A5	Betrachtungen zur Tropfendeformation	153

B. Stoffdaten

B1	Daten für trockene Luft	161
B2	Daten für Dodekan	167
B3	Daten für Polyethylen	173
B4	Daten für Boeson Trennwax	174
B5	Daten für Petroleum	175

C. Literaturstellen aus dem Internet

C1	Literatur [9]: Wang, W., Schlottmann, F., Rogg, B.: Experimental Investigation of Wake and Envelope Flames around an Octane-Wet Porous Sphere (entnommen 2004 aus: http://www.hytt.de/zubehoer/petroleu.htm)	177
C2	Literatur [55]: (entnommen 2004 aus: http://www.hytt.de/zubehoer/petroleu.htm)	183

Literaturverzeichnis	187
----------------------	-----

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a	Kapillaritätskonstante, Anhang A3: $\{a\} = m$
a	Schallgeschwindigkeit, Kap. 4.4.3: $\{a\} = m/s$
a_t	Temperaturleitfähigkeit: $\{a\} = m^2/s$; $a = \lambda/(c_p \rho)$
A	Fläche: $\{A\} = m^2$
b	Beschleunigung: $\{b\} = m/s^2$
B_h	Übertragungszahl (von Wärme durch Masse) im Bereich $0,01 < Re < 20$
c	Schallgeschwindigkeit: $\{c\} = m/s$
c	Phasengeschwindigkeit, Anhang A4: $\{c\} = m/s$
c	Plattenlänge, Abb. 4.17: $\{c\} = m$
c_p	spezifische isobare Wärmekapazität: $\{c_p\} = J/(kg K)$
C_D	Widerstandsbeiwert allgemein bzw. nicht verdunstender Tropfen
$C_{D,0}$	Widerstandsbeiwert nicht verdunstender Tropfen
$C_{1, \dots}$	Konstante
D	Durchmesser: $\{D\} = m$
D_{ij}	binärer Diffusionskoeffizient. $\{D\} = m^2/s$
D_p	Partikeldurchmesser: $\{D_p\} = \overset{\circ}{A}$
E	Maß für die Tropfendeformation
f	Frequenz: $\{f\} = 1/s$ (Kap. 4.4 bis 4.6 und Anhang A4)
f	Oberfläche: $\{f\} = m^2$
F	Kraft: $\{F\} = N$
F_D	drag force (Widerstandskraft)
F_g	Massenkraft
F_{res}	resultierende Kraft
g	Erdbeschleunigung: $\{g\} = m/s^2$
Δg	Zusatzterm zur Erdbeschleunigung (Hilfsterm für die Berechnung)
h_{fg}	Verdampfungsenthalpie: $\{h_{fg}\} = J/kg$
$H(r)$	Amplitude der Störung in radialer Richtung: $\{H(r)\} = m$
I	Schallintensität: $\{I\} = W/m^2$
J_0	Besselsche Funktion erster Art nullter Ordnung

J_1	Besselsche Funktion erster Art erster Ordnung
k	Wellenzahl
k_b	Boltzmann-Konstante: $k_b = R_u / N_{av} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
L	charakteristische Länge: $\{L\} = \text{m}$
L	dimensionsloser Schalldruckpegel $\{L\} = \text{dB}$
m	Masse: $\{m\} = \text{g}$
\dot{m}	Verdunstungsrate $\{\dot{m}\} = \text{g/s}$
MW	molecular weight (Molekulargewicht): $\{MW\} = \text{kg/kmol}$
\overline{MW}	mittleres Molekulargewicht
$MW_{\text{mix}, i}$	Molekulargewicht der Mischung an der Tropfenoberfläche (Interface)
$MW_{\text{mix}, \infty}$	Molekulargewicht der Außenströmung: $MW_{\text{mix}, \infty} = MW_{\text{Luft}}$
N_{av}	Avogadro-Zahl: $N_{av} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$
p	Druck: $\{p\} = \text{Pa}$
p_c	kritischer Druck
p_{sat}	Sättigungsdampfdruck
P	Amplitude der Störgröße für den Druck, Anhang A4: $\{P\} = W$
P	Schalleistung: $\{P\} = W$
r	Mischungsfaktor
r	Partikelabstand bei Chapman-Enskog, Anhang A2
r	radiale Koordinate, Anhang A4
R	Radius: $\{R\} = \text{m}$
R	individuelle Gaskonstante: $\{R\} = \text{kJ}/(\text{kmol K})$; $R = R_u / MW$
R_u	universelle Gaskonstante: $R_u = 8,314 \text{ kJ}/(\text{kmol K})$
s	Fallstrecke: $\{s\} = \text{m}$
t	Fallzeit: $\{t\} = \text{s}$
t	Plattentiefe, Abb. 4.17: $\{t\} = \text{m}$
T	Temperatur: $\{T\} = \text{K}$
T_d	Temperatur an der Tropfenoberfläche
T_g	Temperatur des Gases
T_{krit}	kritische Temperatur
$T_{\text{Oberfläche}}$	Oberflächentemperatur
T_r	Temperatur nach der Mischungsregel (beliebiger Faktor r)

T_{red}	dimensionslose Temperatur (<u>re</u> duzierte Größe): $T_{\text{red}} = T / T_c$
T_s	Temperatur der Außenströmung
$T_{s, \text{red}}$	dimensionslose Siedetemperatur (reduzierte Größe): $T_{s, \text{red}} = T_s / T_c$
T_{siede}	Siedetemperatur
T_0	Normtemperatur (20 °C)
T_∞	Umgebungstemperatur: $T_\infty = T_{\text{Luft}}(20 \text{ °C})$
\bar{T}	mittlere Temperatur
u	Strömungsgeschwindigkeit: $\{u\} = \text{m/s}$
u_{max}	maximale Endgeschwindigkeit der Tropfen
u_s	Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Außenströmung
u_1	Geschwindigkeit der Außenströmung
u_2	Geschwindigkeit der heißen Gase im Tropfennachlauf
$\tilde{U}^{(1)}$	Gasgeschwindigkeit außerhalb des Nachlaufs, Anhang A4: $\{\tilde{U}^{(1)}\} = \text{m/s}$
$\tilde{U}^{(2)}$	Gasgeschwindigkeit innerhalb des Nachlaufs, Anhang A4: $\{\tilde{U}^{(2)}\} = \text{m/s}$
$\tilde{U}_r^{(1)}$	Amplitude der Störgröße für die Geschwindigkeit in r-Richtung im äußeren Bereich, $\{\tilde{U}_r^{(1)}\} = \text{m/s}$
$\tilde{U}_z^{(1)}$	Amplitude der Störgröße für die Geschwindigkeit in z-Richtung im äußeren Bereich, $\{\tilde{U}_z^{(1)}\} = \text{m/s}$
$\tilde{U}_r^{(2)}$	Amplitude der Störgröße für die Geschwindigkeit in r-Richtung im inneren Bereich, $\{\tilde{U}_r^{(2)}\} = \text{m/s}$
$\tilde{U}_z^{(2)}$	Amplitude der Störgröße für die Geschwindigkeit in z-Richtung im inneren Bereich, $\{\tilde{U}_z^{(2)}\} = \text{m/s}$
u_r	Geschwindigkeitskomponente in r-Richtung
u_x	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
u_y	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
u_z	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung
V	Volumen: $\{V\} = \text{m}^3$
V_{krit}	kritisches Volumen
x, y, z	kartesische Koordinatenrichtung
Y	Massenanteil
Y_0	Besselsche Funktion zweiter Art nullter Ordnung
Y_1	Besselsche Funktion zweiter Art erster Ordnung
Z_0	Besselfunktion

Griechische Buchstaben

α	Polarwinkel: $\{\alpha\} = \text{rad}$
α	Wärmeübergangskoeffizient: $\{\alpha\} = \text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$
α^*	Volumenausdehnungskoeffizient: $\{\alpha^*\} = 1/\text{K}$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient: $\{\beta\} = 1/\text{K}$
β	Stoffübergangskoeffizient: $\{\beta\} = \text{m/s}$
δ	Grenzschichtdicke: $\{\delta\} = \text{m}$
χ	Molanteil
ε_f	charakteristische Energie der Interaktion zwischen zwei Partikeln
Φ_u	potentielle Energie
$\Delta\vartheta$	Temperaturdifferenz: $\{\Delta\vartheta\} = \text{K}$
κ	Gleichung (44), Seite 130
λ	Wärmeleitkoeffizient: $\{\lambda\} = \text{W}/(\text{m K})$
μ	dynamische Viskosität: $\{\mu\} = (\text{N s})/\text{m}^2$
μ	Kontaktunstetigkeit $\mu(r, z, t)$, Anhang A4
μ_d	dynamische Viskosität des Gases an der Tropfenoberfläche
μ_g	dynamische Viskosität des Gases
μ_{Gemisch}	dynamische Viskosität eines Gemisches
μ_l	dynamische Viskosität der Flüssigkeit
μ_r	dynamische Viskosität eines Gasgemisches nach der Mischungsregel
μ_s, μ_∞	dynamische Viskosität des Gases der Außenströmung: $\mu_s = \mu_\infty = \mu_{\text{Luft}, 20^\circ\text{C}}$
μ_t	dynamische Viskosität der Mischung nach der 1/3-Regel ($r = 1/3$)
ν	kinematische Viskosität: $\{\nu\} = \text{m}^2/\text{s}$; $\nu = \mu / \rho$
ν_{Gemisch}	kinematische Viskosität eines Gasgemisches
π	Pi

ρ	Dichte: $\{\rho\} = \text{kg/m}^3$
ρ_0	Dichte unter Normalbedingungen (20 °C und 1013 hPa)
$\bar{\rho}$	mittlere Gasdichte eines Gemisches
ρ_{air}	Dichte der Luft
ρ_g	Dichte des Gases
$\rho_l, \rho_{\text{liquid}}$	Dichte der Flüssigkeit
$\rho_s, \rho_1, \rho^{(1)}$	Dichte der Außenströmung
$\rho_2, \rho^{(2)}$	Dichte der heißen Gase im Tropfennachlauf
σ	Oberflächenspannung: $\{\sigma\} = \text{N/m}$
σ_f	charakteristischer Partikeldurchmesser: $\{\sigma_f\} = \text{Å}$
τ	chemische Reaktionszeit: $\{\tau\} = \text{s}$
ω	Eigenfrequenz: $\{\omega\} = 1/\text{s}$
ω_{min}	kleinste Eigenfrequenz
Ω_u	langsam variierende Funktion der dimensionslosen Temperatur $k_b \times T/\varepsilon_f$

Ähnlichkeitszahlen

- Da Damköhlerzahl: $Da = t / \tau$
(strömungsmechanische Verweilzeit / chemische Reaktionszeit)
- Fr* Froudezahl: $Fr = u^2 / (L g)$; * für die Froudezahl existieren zwei Definitionen
(Trägheitskraft / Schwerkraft)
- Gr Grashofzahl: $Gr = g \beta L^3 \Delta \vartheta / \nu^2$
(Auftriebskraft durch freie Konvektion / Reibungskraft)
- Le Lewiszahl: $Le = a / D_{ij}$; $Le = Sc / Pr$
(Vorheizzone / Massendiffusionszone), Verdunstungsproblem
- Nu Nusseltzahl: $Nu = (\alpha L) / \lambda$ entspricht der Biotzahl im französischen Sprachraum
(dimensionsloser Wärmeübergangskoeffizient)
- Oh Ohnesorgezahl: $Oh = \mu_1 / \sqrt{\rho_1 \sigma D} = \sqrt{We} / Re$
(Zähigkeitskraft / Oberflächenkraft)
- Pe Pécletzahl: $Pe = Pr Gr$
(Verhältnis von Konvektion zu Diffusion)
- Pr Prandtlzahl: $Pr = \nu / a_t$
(Strömungsgrenzschichtdicke / Temperaturgrenzschichtdicke bzw.
durch Reibung erzeugte Wärme / durch Leitung absorbierte Wärme)
- Re Reynoldszahl: $Re = u L / \nu$
(Trägheitskraft / Reibungskraft)
- Re_{D,rel} Reynoldszahl, gebildet mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Außenströmung
- Re_t Reynoldszahl, gebildet mit der kinematischen Viskosität einer Gasmischung gemäß der Mischungsregel für $r = 1/3$
- Sc Schmidtzahl: $Sc = \nu / D_{ij}$
(Impulstransport im Strömungsfeld / Stofftransport im Konzentrationsfeld)
- Sh Sherwoodzahl: $Sh = \beta L / D_{ij}$
(konvektiver Stofffluss / diffusiver Stofffluss)
- St Strouhalzahl: $St = f D / u$
(dimensionslose Frequenz)
- We Weberzahl: $We = \rho_g u^2 D / \sigma$
(Trägheitskraft / Oberflächenkraft)

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Flammenstruktur an Tropfen brennbarer Substanzen in Luft ist Gegenstand zahlreicher theoretischer, numerischer und experimenteller Untersuchungen und hat zu einer großen Anzahl von Veröffentlichungen geführt. Da sich Verbrennungsvorgänge in der Technik und in der Natur unter sehr unterschiedlichen Umgebungsbedingungen abspielen können, gibt es ein weites Spektrum von Problemen, die sowohl vom strömungstechnischen als auch vom physiko-chemischen Standpunkt aus unter ganz speziellen Gesichtspunkten behandelt werden. Alle Verbrennungsvorgänge tropfbarer Fluide, die sich beispielsweise in Brennkammern abspielen, vollziehen sich an zerstäubten Substanzen. Der Schwerpunkt der Betrachtung liegt dabei im Schwarmverhalten von vielen statistisch verteilten Tropfen, deren Größe im Mikrometerbereich liegt. Trotzdem kommt der Untersuchung der Flammenstruktur am Einzeltropfen eine fundamentale Bedeutung zu, denn ohne das Verständnis der Wechselwirkung von Flammenbildung, Verdunstung und Umströmung am Einzeltropfen ist eine Modellierung des Verbrennungsvorgangs nicht möglich und demzufolge auch eine Beschreibung des Verhaltens von vielen Einzeltropfen im Schwarm nur schwer zugänglich.

Die Umströmung eines beschleunigt bewegten brennenden Einzeltropfens in der Atmosphäre ist ein sehr komplexer Vorgang, der unter gleichzeitiger Berücksichtigung von Strömung und Verbrennung bisher weder experimentell noch analytisch oder numerisch in vollem Umfang erfasst wurde. Daher weisen alle Veröffentlichungen zu diesem Problem Vereinfachungen des Verbrennungsvorgangs auf oder umfassen nur Teilaspekte des Gesamtvorgangs, der aus den Einzelbereichen Flamme, Tropfenverdunstung und Tropfenumströmung besteht. In den Gesamtvorgang gehen eine Vielzahl von Ähnlichkeitsparametern ein, wie z.B. die Reynoldszahl (Re), die Weberzahl (We), die Ohnesorgezahl (Oh), die Nusseltzahl (Nu), die Prandtlzahl (Pr) die Péceletzahl (Pe), die Sherwoodzahl (Sh), die Schmidtzahl (Sc), die Damköhlerzahl (Da), die Grashofzahl (Gr), die Lewiszahl (Le), die Strouhalzahl (St) und die Froudezahl (Fr). In der vorliegenden Arbeit wurde das Augenmerk auf die makroskopisch messbaren strömungsmechanischen Vorgänge am beschleunigt bewegten brennenden Tropfen gelegt.

Wie man aus den Arbeiten von Dietrich et al. [1], [2] weiß, besitzt ein ruhender brennender Einzeltropfen unter Mikrogravitation eine ihn umhüllende sphärische Flamme. Experimentell wurde dieser Zustand u.a. durch Versuche im Spacelab realisiert (siehe Abb. 3.4, S. 30). Einen theoretischen Ansatz zur Beschreibung der entsprechenden Vorgänge liefert die sog. „spherically symmetric theory“, mit deren Hilfe die komplexe Kopplung aus chemischer Reaktion, Zweiphasenströmung und Phasenwechsel untersucht bzw. beschrieben werden kann.

Werden ruhende brennende Tropfen im Schwerkraftfeld der Erde untersucht, so stellt sich eine Konvektionsströmung im Außenbereich des Tropfens ein. Diese zerstört nicht nur die Kugelsymmetrie der Flamme um den Tropfen, sondern sie verursacht durch die Wirkung von strömungsbedingten Scherkräften an der Tropfenoberfläche eine zusätzliche innere Zirkulation im Tropfen. Diese Zirkulation wirkt sich auf die Verdunstungsrate des Tropfens aus. Theoretische Ansätze zur Beschreibung des Einflusses der Verdunstungsrate auf den Verbrennungsvorgang stammen von Lung-Weei-Huang und Chiun-Hsun Chen [3].

Wird ein brennender Tropfen zusätzlich angeströmt, so erhöht sich die Komplexität des Problems. Für eine stationäre Umströmung haben Jog et al. [4] analytische Lösungen geliefert. Numerische Ergebnisse wurden von Dwyer und Sanders [5, 6] erbracht.

In der vorliegenden Arbeit steht ein Phänomen des Verbrennungsvorgangs am Einzeltropfen im Mittelpunkt der Betrachtung, das bislang nicht näher untersucht wurde: Es handelt sich dabei um die Abstrahlung akustischer Energie im niederfrequenten Bereich bei beschleunigt bewegten brennenden Tropfen in Luft. Außer bei reinen tropfbaren Substanzen wie Dodekan oder tropfbaren Gemischen brennbarer Substanzen tritt das Phänomen auch bei aufgeschmolzenen festen Materialien wie z.B. Polyethylen auf. Beobachtet wurde das „Singen“ brennender Tropfen zuerst beim Polyethylen. Umfangreiche experimentelle Untersuchungen vor allem an brennend fallenden Tropfen aus Dodekan in Luft haben schließlich zur Klärung des Phänomens der Schallabstrahlung beigetragen. Zur Überprüfung der Ergebnisse und zur Erlangung weiterführender Erkenntnisse wurden Modellversuche mit Kugeln aus porösem Material wie Watte oder Kreide durchgeführt.

Eine vollständige Berücksichtigung aller an einem frei fallenden Tropfen auftretenden aerodynamischen Kräfte müsste bei wachsenden Reynoldszahlen die Wechselwirkung von abgelösten Wirbeln und Tropfen einbeziehen, die zu einer instationären Taumelbewegung des Tropfens führen, wie K. Kuwahara [7] durch eine numerische Simulation gezeigt hat. Darüber hinaus konnte er zeigen, dass bereits die reine Konvektion um eine heiße Kugel ohne Anströmung zu einer unsymmetrischen, instationären Wirbelablösung und damit zu einer sich zeitlich verändernden Kraftwirkung auf die Kugel führt.

Längs eines Fallwegs von mehreren Metern Länge treten unterschiedliche Anströmzustände in den verschiedenen Geschwindigkeitsbereichen auf. Zu Beginn der Fallbewegung ist die Reynoldszahl noch niedrig, die Umströmung laminar, und die Kugel wird von der Flamme vollständig umhüllt. In diesem Reynoldszahlbereich ist die natürliche Konvektion dominant gegenüber der Anströmung. Dies führt zu einer Stabilisierung der Flammenstruktur des Systems.

Mit weiter steigender Fallgeschwindigkeit der verdunstenden, angeströmten Kugel bzw. des Tropfens kommt es zu einer charakteristischen Änderung: Die Flamme wird abgestreift, sie geht in eine Nachlaufflamme über. Dieser Übergang lässt sich durch den festen Wert einer modifizierten Froudezahl charakterisieren, und längs des weiteren Tropfenfallwegs - wenn die Flamme abgestreift ist - spielt die Aerodynamik die Hauptrolle bei der Ausbildung einer typischen Flammenstruktur. Dabei wirkt die Flamme im Nachlauf des Tropfens im Falle der vollständigen Verbrennung als Senke für die an der Tropfenoberfläche als Quelle ausgetretenen Brennstoffe. Übrig bleiben nach vollständiger Verbrennung heiße Verbrennungsgase. Wie die vorliegenden experimentellen Untersuchungen gezeigt haben, handelt es sich entgegen den Ausführungen von Dwyer und Sanders [5] bei der den Übergang zur abgehobenen Flamme charakterisierenden Kennzahl nicht um die Reynoldszahl. Ein Versuch mit drei Kugeln unterschiedlicher Durchmesser D , die brennend an einem vertikalen Schlitten simultan beschleunigt nach unten bewegt wurden, hat gezeigt, dass die kleinste Kugel ihre umhüllende Flamme zuerst, also bei der relativ geringsten Geschwindigkeit, abstreift. Das aber belegt, dass sich dieser Übergang nicht durch einen charakteristischen Wert einer Reynoldszahl beschreiben lässt.

Der Übergang der Flammenstruktur von umhüllter Kugel zur Flamme im Nachlauf kann demgegenüber anhand einer modifizierten Froudezahl beschrieben werden. Das Phänomen hängt von dem Durchmesser D , der Fallgeschwindigkeit u und der Beschleunigung b wie folgt ab:

$$Fr = u^2/(b D). \quad (1)$$

Dies entspricht einer Froudezahl, die mit der Momentanbeschleunigung b statt der Erdbeschleunigung g gebildet wird.

Im weiteren Verlauf der Bewegung eines fallenden brennenden Tropfens hängt das Verhalten der Nachlaufflamme von dem angebotenen Brennstoff-Luft-Gemisch ab. Je größer die Verdunstungsrate am Tropfen ist, umso weiter rückt die Flamme im Nachlauf vom hinteren Staupunkt weg. Sie sucht sich einen Abstand relativ zum Tropfen, der einem Gleichgewichtszustand zwischen der Anströmgeschwindigkeit des Brennstoff-Luft-Gemischs und der lokalen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront entspricht. Erreicht der Tropfen eine Fallgeschwindigkeit, bei der sich in seinem aufgeheizten Nachlauf ein ringförmiger Wirbel ausbildet, so bestimmt sein Abstand zum Tropfen das Verhalten der Flamme entscheidend: Fallen die Lage des sich zu bilden beginnenden Wirbels und die Lage der Flammenfront zusammen, so verhindert die Flamme die Ausbildung eines größeren Wirbels. Liegt die Flammenfront stromabwärts des sich bildenden Wirbels, so kann dieser anwachsen. Mit zunehmender Größe des Wirbels, erfährt der Wirbel - bedingt durch Rotation und Auftrieb - eine Veränderung der Lage relativ zum Tropfen, auf die Flammenfront zu. Erreicht die Flammenfront den Wirbel, so brennt dieser schlagartig auf. Die damit verbundene starke Expansion der Verbrennungsgase führt zu einem kurzzeitigen Druckanstieg im Strömungsfeld. Wie die Experimente gezeigt haben, verbrennt der Flammenwirbel raumfest, während sich zwischen Tropfen und Flammenwirbel erneut ein abgelöster Wirbel aus dem brennbaren Gemisch bildet. Es handelt sich bei diesem periodischen Vorgang um einen Prozess der Selbstorganisation des Systems aus Tropfen und Flamme, bei dem die Wirbelbildung und nachfolgende Verbrennung des Brennstoff-Luft-Gemischs zu einer periodischen Druckschwankung im Strömungsfeld und damit zu einer Schallabstrahlung führt. Charakterisieren lässt sich dieser Strömungszustand durch eine über einen weiten Bereich der Reynoldszahl konstante Strouhalzahl.

Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit ändert sich die Form der Flamme im Nachlauf. Aus der anfangs ringförmigen Flammenfront entsteht durch eine Amplitudenmodulation in Umfangsrichtung ein wellenförmiges Profil bzw. eine Kronenform (siehe Abb. 1.1). Grund hierfür ist eine sekundäre Instabilität, bedingt durch eine hohe Geschwindigkeit der Außenströmung, verglichen mit einer niedrigen Geschwindigkeit im Inneren des Tropfenachlaufs. Laut Lugt [8] nimmt die Anzahl der „Wellen“ - die zwischen 5 und 13 liegt - zu, wenn der Wirbelkern dünner wird. Bilder, die im Rahmen dieser Arbeit entstanden, bestätigen dies.

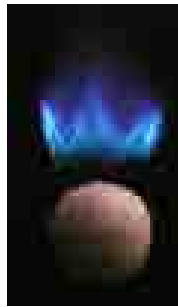


Abb. 1.1: Sekundäre Instabilität einer ringförmigen Nachlaufflamme

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Aussage über das Verhalten des Wirbelsystems im Nachlauf des Tropfens bei Verbrennung des mit Luft vorgemischten, abgedampften Tropfenmaterials zu gewinnen und die Ursache für die Schallabstrahlung zu klären. Die Arbeit umfasst drei Hauptkapitel:

- Erzeugung brennender Einzeltropfen,
- Beobachtungen an brennenden Einzeltropfen und
- Messungen und Berechnungen für beschleunigt bewegte und ruhende Systeme.

Kapitel 2

Erzeugung brennender Einzeltropfen

2.1. Der Abtropfmechanismus für Polyethylen

Die Forderung nach Reproduzierbarkeit der Experimente mit aufgeschmolzenem Polyethylen verlangt die Erzeugung gleich großer brennender Einzeltropfen. Ausgangsmaterial war ein Extrudat von 4 mm Durchmesser, das vom DKI (Deutschen Kunststoff-Institut) zu Verfügung gestellt wurde. Durch eine gleichmäßige Rotation des Polyethylenstabes mit Hilfe eines Schrittmotors bei gleichzeitigem Vorschub auf einer geneigten Fläche (Abb. 2.1) konnten brennende Tropfen mit einem Durchmesser von ca. 2,8 mm erzeugt werden. Die Methode zur Bestimmung des Tropfendurchmessers wird in Kapitel 4.2 ausführlich beschrieben.

Die Beobachtung der Vorgänge am System Tropfen - Flamme nach unterschiedlichen Fallstrecken erfolgte mittels verschiedener Kameras. Zur besseren Auflösung von Details wurde ein kleiner Bildausschnitt gewählt. Die oben geschilderte Abtropfereinrichtung garantiert eine gleichbleibende Falllinie der aufeinanderfolgenden Tropfen. Der Vorschub des Polyethylenstabs wurde mit Hilfe eines zweiten Motors der Abbrandgeschwindigkeit des Materials angepasst.

Der oben erwähnte Abtropfmechanismus ist in der nachfolgenden Skizze veranschaulicht:

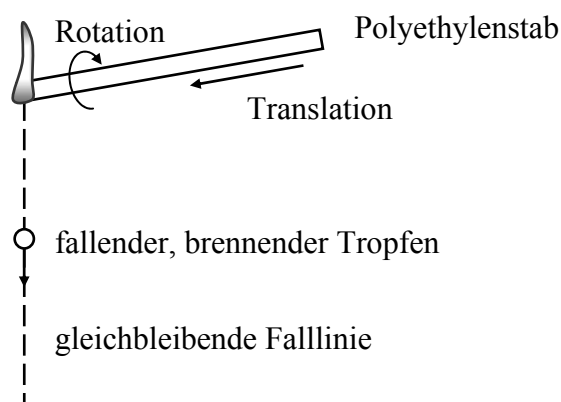


Abb. 2.1: Prinzipieller Aufbau des Abtropfmechanismus für Polyethylen

Bei ersten Versuchen zeigte sich die Notwendigkeit, eine zusätzliche Halterung (siehe Abb. 2.2) bzw. Führung für die Polyethylenstäbe anzubringen. Die verwendeten Polyethylenstäbe sind herstellungsbedingt nicht exakt gerade. Durch ein nachträgliches Aufschmelzen und Abkühlen des Strangmaterials in einem Metallzylinder konnte die Krümmung des extrudierten Polyethylenstrangs fast vollständig beseitigt werden.

Im Folgenden wird der Abtropfmechanismus eingehend beschrieben:

Neben einem Motor für die Rotationsbewegung verfügt der Abtropfmechanismus über einen weiteren Schrittmotor für den linearen Vorschub. Über einen Verschiebetisch mit Schlitten wird der Motor für die Rotation samt Polyethylenstab axial verschoben, wobei eine maximale Verfahrstrecke von ca. 8 cm möglich ist. Die Drehfrequenz wird so eingestellt, dass sich etwa 30 Tropfen pro Minute vom Polyethylenstab lösen. Durch die Abbrandgeschwindigkeit des Polyethylenstabs wird der Vorschub vorgegeben. Die Umsetzung dieser Vorgaben ist in dem Aufbau in Abb. 2.2 dargestellt.

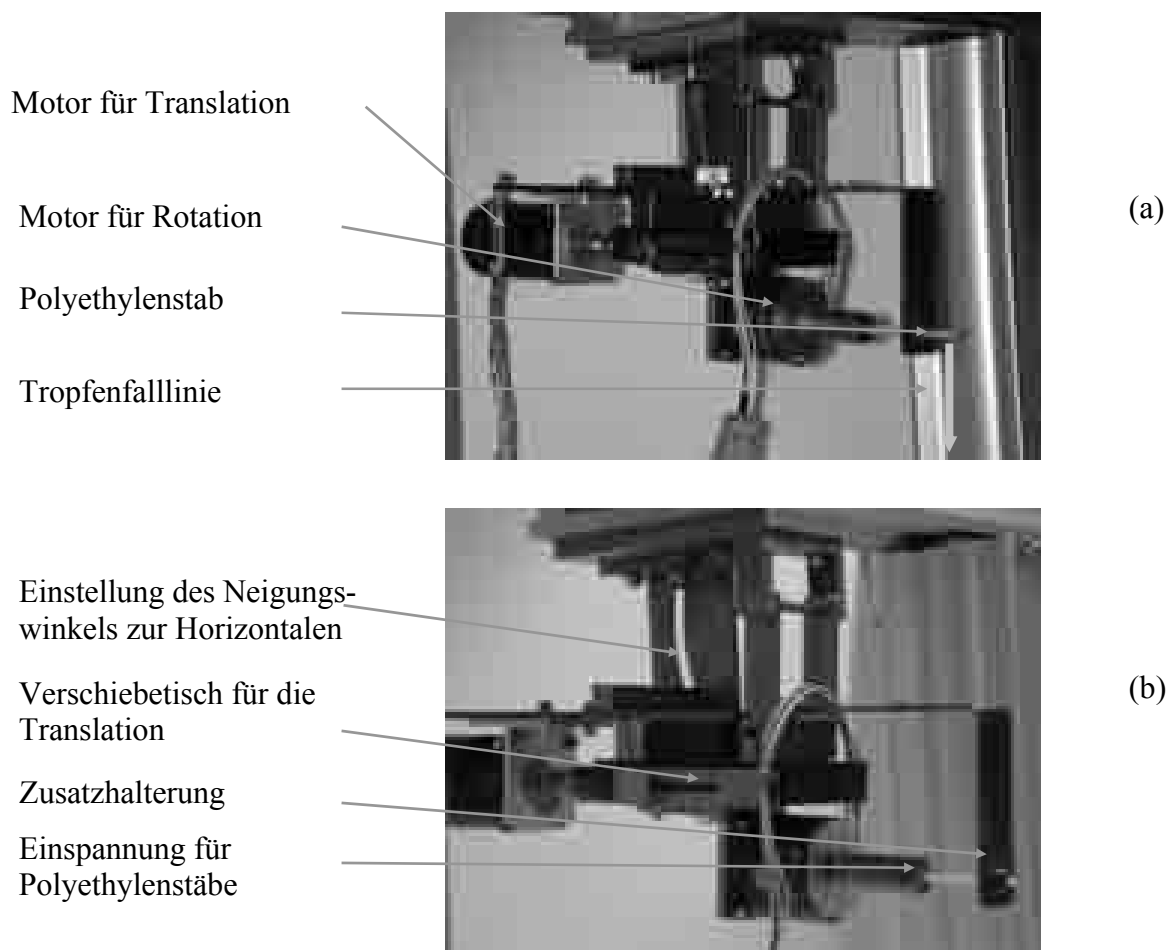


Abb. 2.2: (a) Kombination der Schrittmotorsteuerungen für Rotation und Vorschub
(b) Zusatzhalterung für die räumliche Fixierung des Polyethylenstabs

2.2. Dosiergerät für flüssige Brennstoffe

Der Vorteil flüssiger Brennstoffe gegenüber aufgeschmolzenem Material liegt in der besseren Dosierbarkeit und einer exakten, immer gleich bleibenden Lage der Falllinie der Tropfen, was insbesondere für eine Beobachtung mittels Kameras oder für Untersuchungen mit Hilfe von Laserlichtschnitten unabdingbare Voraussetzung ist. Getestet wurden mehrere Flüssigkeiten, u.a. Petroleum und Dodekan. Alle getesteten Flüssigkeiten wiesen ähnliche Vorgänge am fallenden brennenden Tropfen auf, weshalb nur ein Stoff - das Dodekan - genauer untersucht wurde.

Die Erzeugung von brennenden Einzeltropfen für flüssige Brennstoffe erfolgte mit Hilfe eines Mikrodosiergeräts der Firma Deutsche Methrom GmbH & Co (Dosimat 655), das auf Grund einer konstanten Kolbenbewegung einen konstanten Volumenstrom an Brennstoff einer Spritzenadel zuführt.

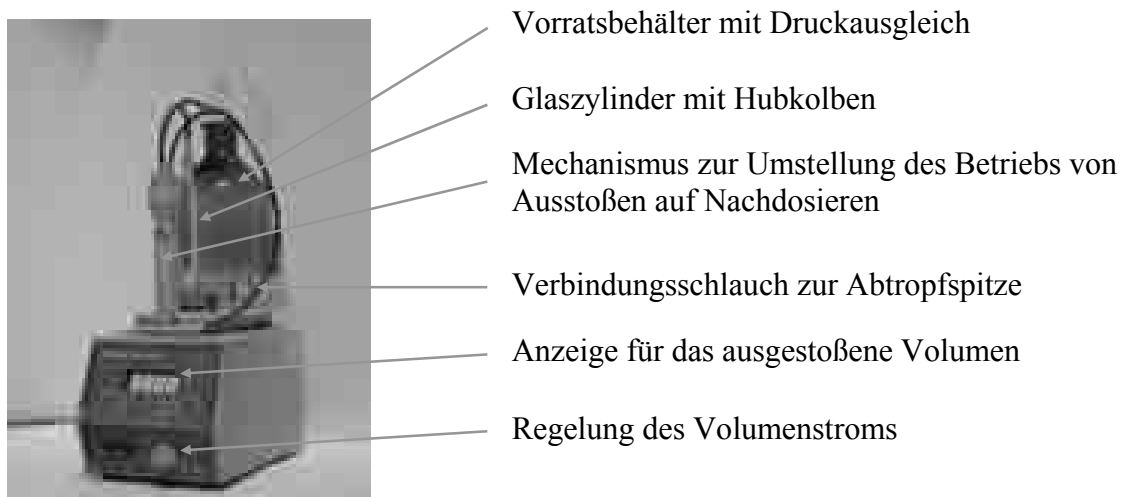


Abb. 2.3: Regelbares Mikrodosiergerät (Dosimat 655) zur Erzeugung eines konstanten Volumenstroms bei flüssigen Brennstoffen

An der Spitze der Nadel wird das Dodekan entzündet. Bei ausreichender Zufuhr von Brennstoff hält sich die Flamme an der Nadelspitze, eine Erhöhung der Brennstoffzufuhr führt zur Ablösung brennender Tropfen.

In einigen Versuchen wurde statt der Spritzenadel ein Drehteil aus Metall mit Innenbohrung und einer dünnwandigen Zylinderspitze verwendet (siehe Abb. 2.4). Der massive Teil dieser Abtropfspitze verhindert eine zu starke Vorwärmung des Brennstoffs und ermöglicht dadurch bei längerer Versuchsdauer die notwendige Konstanz der Bedingungen am

Abtropfpunkt. Im Gegensatz hierzu sorgt die dünnwandige Spitze des Drehteils für eine gewünschte, aber begrenzte Vorwärmung des ankommenden Flüssigkeitsstroms.

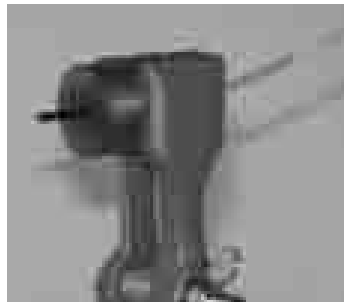


Abb. 2.4: Leicht geneigte Abtropfspitze für flüssige Brennstoffe zur Verhinderung eines Benetzungsbedingten Wanderns des Brennstofftropfens von der Spitze weg

Zur einfacheren Beobachtung der brennenden Tropfen nach unterschiedlich großen Fallstrecken wurde der Abtropfmechanismus an einer höhenverstellbaren Vorrichtung angebracht (siehe Abb. 2.5). Diese besteht aus einer Linearführung mit zugehörigem Schlitten, montiert auf einer U-Schiene.

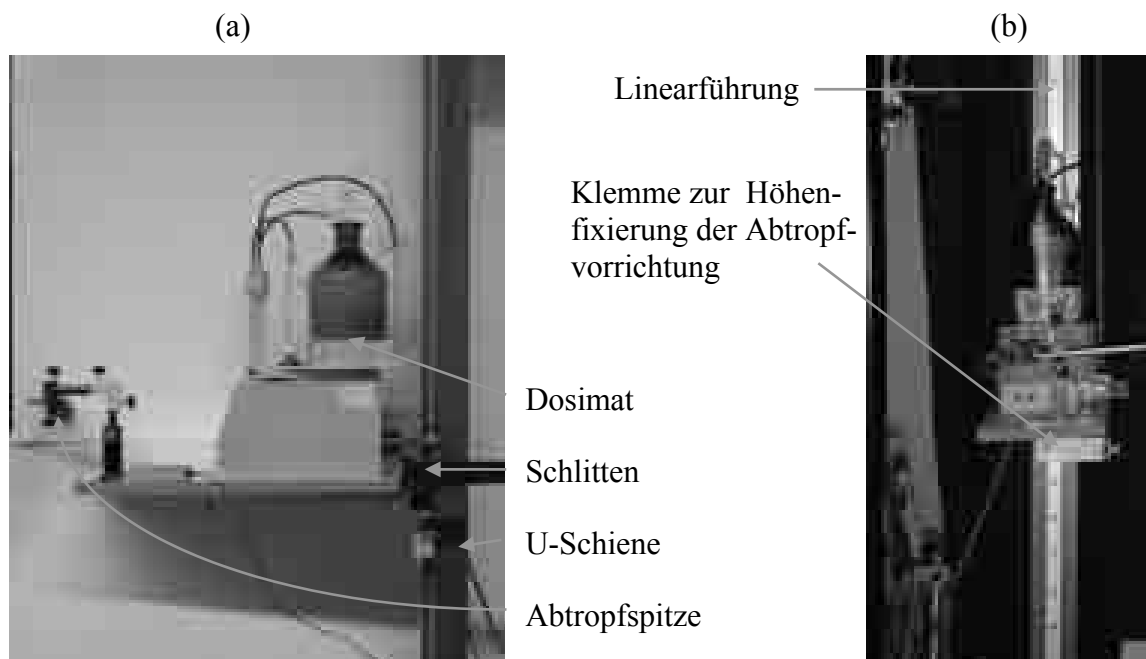


Abb. 2.5: (a) Höhenverstellbarer Abtropfmechanismus an vertikaler Linearführung
(b) Höhenfixierung des verfahrbaren Schlittens

Kapitel 3

Beobachtungen an brennenden Einzeltropfen

3.1. Allgemeine Beschreibung der Flammenstruktur um fallende Tropfen

3.1.1. Unterscheidung gemäß der Lage der Flamme

Die nachfolgenden Aussagen gelten für alle untersuchten Tropfenmaterialien:

- Petroleum,
- Dodekan und
- aufgeschmolzenes Polyethylen.

Vor dem Ablösen brennen die Tropfen mit einer Flamme, die optisch der Flamme eines Gasfeuerzeugs gleicht. Die Tropfen bilden sich auf Grund der Schwerkraft immer am unteren Ende der Abtropfspitze. Solange die Tropfen sich noch nicht von der Abtropfspitze gelöst haben, sind sie von der Flamme vollständig eingehüllt. Das nachfolgende Bild (Abb. 3.1) zeigt den unteren Teil eines Dodekantropfens mit seiner ihn umhüllenden Flamme. Die Aufnahme entstand kurz vor dem Ablösen des Tropfens von der Abtropfspitze.

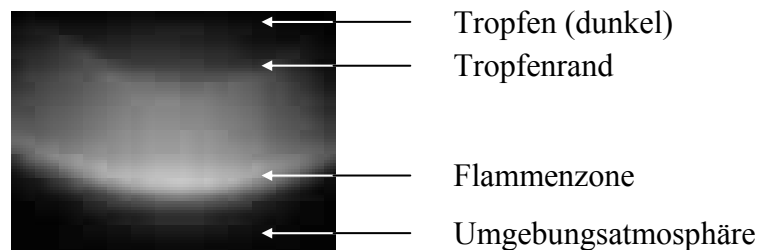


Abb. 3.1: Flammenzone unterhalb eines Dodekantropfens vor dem Ablösen von der Abtropfspitze

Nach dem Ablösen eilt der Tropfen - nach Zurücklegen einer für jeden Brennstoff charakteristischen Fallstrecke - seiner Flamme voraus. Die Flamme folgt dem Tropfen als „angehängte“ Flamme in dessen Nachlauf (siehe Abb. 3.2a). Direkt hinter dem Tropfen erkennt man einen Bereich ohne Flamme. Daran anschließend folgt ein Bereich mit einer stöchiometrischen Verbrennung (blaue Flamme), bevor weiter stromabwärts auf Grund eines

Brennstoffüberschusses bzw. Sauerstoffmangels der nicht verbrannte Kohlenstoff in der Flamme aufglüht und die Flamme gelb färbt. Der Vergleich des Bildes eines Dodekantropfens mit Nachlaufflamme (Abb. 3.2a) mit den schematisch dargestellten Ergebnissen der experimentellen Untersuchung von Wang et al. [9] (siehe Abb. 3.2b) zeigt eine Übereinstimmung der räumlichen Struktur des Nachlaufs.

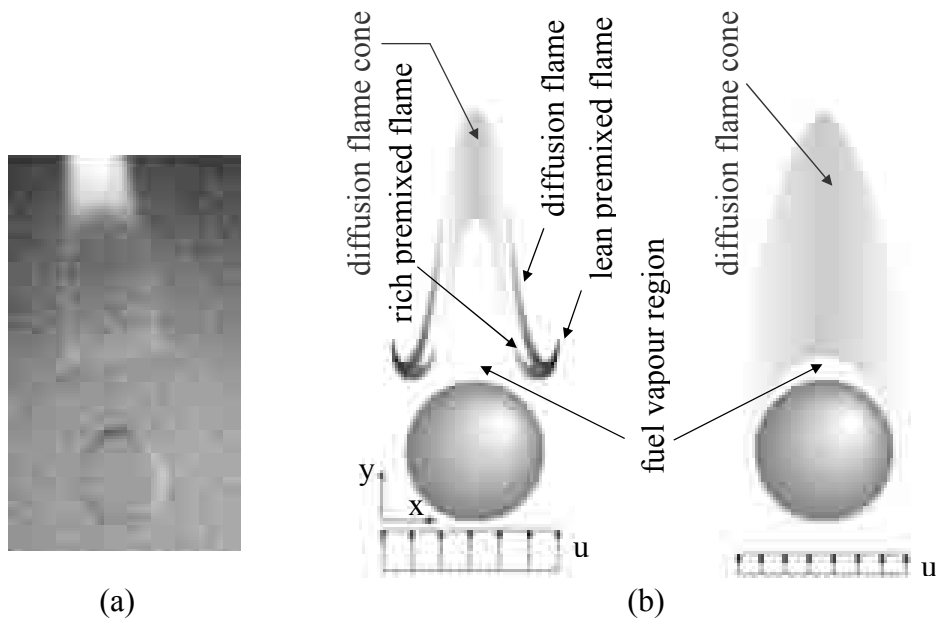


Abb. 3.2: (a) Bild einer Videosequenz eines brennend fallenden Dodekantropfens mit Nachlaufflamme
 (b) Schematisch dargestellte Untersuchungsergebnissen von Wang et al. [9]

Nach einer Fallstrecke von etwa 10 cm (Dodekan) bzw. etwa 35 cm (Polyethylen) streifen die Tropfen ihre „angehängte“ Flamme ab. In Abhängigkeit vom Tropfenmaterial und von der Tropfentemperatur am Abtropfpunkt kann man vier verschiedene Arten von fallenden Tropfen beobachten:

- (1) Zerplatzende Tropfen und sehr heiße Tropfen ohne Flamme,
- (2) brennend fallende Tropfen mit Schallabstrahlung,
- (3) brennend fallende Tropfen ohne Schallabstrahlung,
- (4) nicht zerplatzende Tropfen ohne Flamme.

Die räumliche Distanz - gemessen vom Abtropfpunkt -, ab der sich die Flammenstruktur drastisch ändert, wird im Folgenden als „Umbruchpunkt“ (vg. Kap. 3.3) bezeichnet. Folgende Materialien wurden im Hinblick auf Flammenform und mögliche Schallabstrahlung untersucht:

- (a) Petroleum,
- (b) Dodekan,
- (c) Polyethylen und
- (d) Boeson Trennwax (Zusammensetzung siehe Anhang B4).

Zu (a) und (b):

Bei 20°C Umgebungstemperatur und 1013 hPa Luftdruck ließen sich die Fälle 1 bis 4 realisieren, wobei die Tropfen im Fall 1 zwar ihre Flamme verloren, jedoch nicht zerplatzten. Der entscheidende Parameter war der Volumenstrom im Zulauf zum Abtropfpunkt. Für Dodekan wurde eine Messung der Temperaturen für die einzelnen Fälle durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Kap. 3.4.3 dargestellt.

Zu (c):

Polyethylen zeigt die Phänomene (1), (2) und (4), wurde aber niemals als brennende Tropfen ohne Schallabstrahlung (3) beobachtet.

Zu (d):

Das Verhalten von Tropfen aus brennendem Boeson Trennwax weicht insofern von den übrigen Materialien ab, als sie der Kategorie (4) zuzuordnen sind. Sie lösen sich brennend mit umhüllender Flamme vom Abtropfpunkt, verlieren diese jedoch bereits nach einer kurzen Fallstrecke. Erst durch ein Zünden nach Durchlaufen einer etwas größeren Fallstrecke lassen sie sich in brennende Tropfen verwandeln, die ohne Schallabstrahlung weiter fallen.

3.1.2. Einteilung der Tropfenfallstrecke in unterschiedliche Bereiche

Die nachfolgende Bildsequenz zeigt mehrere zeitlich aufeinanderfolgende Aufnahmen eines einzelnen brennend fallenden Polyethylentropfens auf seinem Fallweg. Die Bilder in Abb. 3.3 wurden mit einer Infrarotkamera vom Typ ThermoCAM 3000 der Firma Flir System GmbH bei 50 Hz Bildrate aufgenommen und zeigen einen Ausschnitt vom Abtropfpunkt bis etwa 0,7 m Fallstrecke. In den weißen Bildbereichen liegt die Temperatur über 120 °C, in den dunklen Bereichen beträgt sie 20 °C. Dazwischen werden die Temperaturen in 10 Farbstufen von weiß über gelb und rot bis hin zu blau und schließlich schwarz eingeteilt. Dies entspricht der üblichen subjektiven menschlichen Zuordnung von Farbe zu Temperatur, die auf den Glühfarben von Eisen beruht.

Im zeitlichen Verlauf der Bilder - von a bis h - erkennt man die unterschiedlichen Flammenformen. Die Bilder a und b zeigen den Abtropfvorgang, Bild c eine dem Tropfen nachfolgende Flamme sowie einen kleinen Satellitentropfen, der beim Lösen des großen Tropfens vom Polyethylenstab aus der „Materialbrücke“ zwischen den großen Tropfen und dem Polyethylenstab entsteht. In Bild e findet hinter dem Tropfen eine erste Ablösung von Material statt. Das abgelöste Material verbrennt (Bild f) und der Tropfen fällt brennend unter Schallabstrahlung weiter, was an der periodischen Struktur im Nachlauf erkennbar ist.

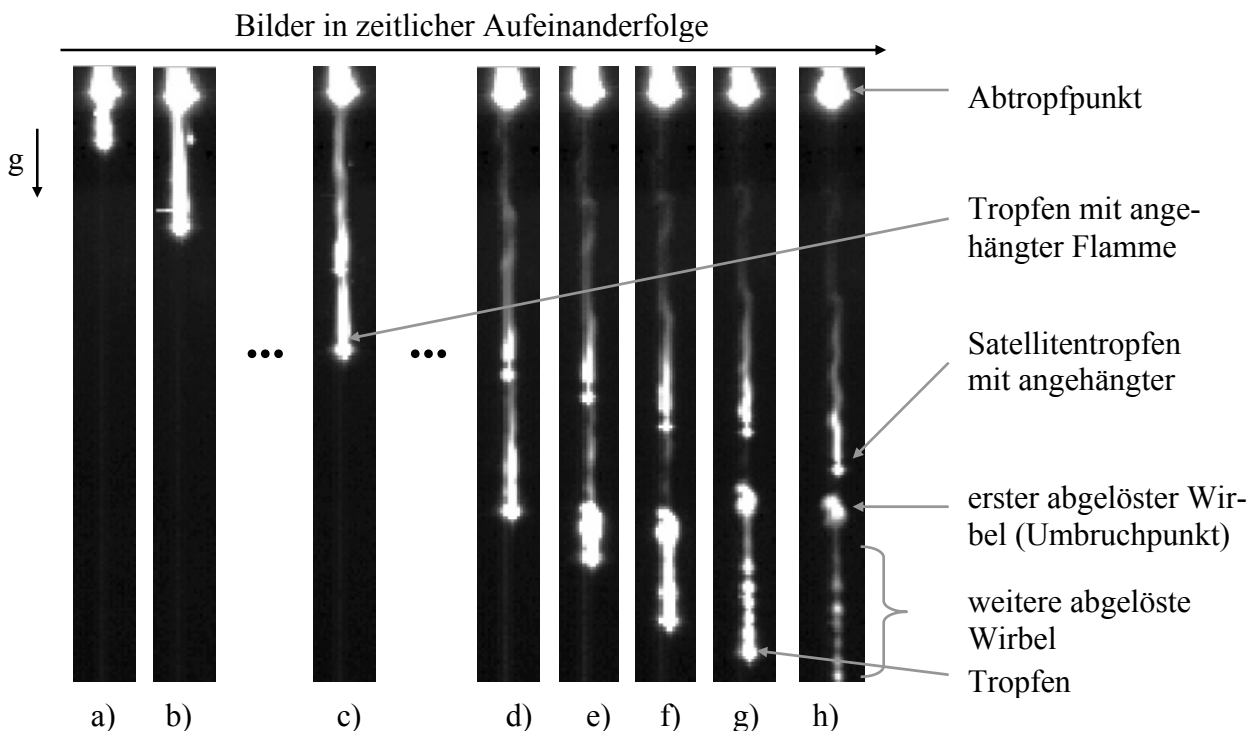


Abb. 3.3: Bilder verschiedener Zustände eines brennend fallenden Polyethylentropfens auf einer Fallstrecke von 0,7 m

3.2. Flamme und Tropfen vor dem Umbruchpunkt

Bei flüssigen Brennstoffen (Dodekan und Petroleum) wird die Anfangstemperatur der fallenden Tropfen von der Verweilzeit des Tropfenmaterials in der Flamme am Abtropfpunkt und somit vom eingestellten Volumenstrom am Dosimeter bestimmt. Die Tropfengröße hängt vom Tropfenmaterial, der Tropfentemperatur, der Form der Abtropfspitze und deren Neigung zur Horizontalen ab. In dieser Arbeit wurden alle Einflussfaktoren bis auf den Volumenstrom und somit die Abtropftemperatur konstant gehalten, um die Versuche in einem überschaubaren Rahmen zu halten.

Zum besseren Verständnis der sehr komplexen Vorgänge bei der Tropfenverbrennung im freien Fall dienen zunächst Betrachtungen bzw. Untersuchungen unter vereinfachten Bedingungen.

3.2.1. Grundlagen zur Flammenbildung bei der Tropfenverbrennung

- Tropfen unter Mikrogravitation

Bei Versuchen unter normaler Gravitation zerstört der Auftrieb die Kugelsymmetrie der Vorgänge am Tropfen. Dies geschieht durch Induzieren eines konvektiven Mischens sowohl in der Gas- als auch in der flüssigen Phase. Untersuchungen zur Verbrennung von Tropfen unter Mikrogravitation dienen dem grundlegenden Verständnis der Vorgänge und Abläufe während einer Verbrennung. Eine Arbeit von Motil und Williams [10] zeigt beispielsweise, dass ein anfangs reiner, einkomponentiger Tropfen durch seine thermisch bedingte Auflösung zu einem Mehrkomponententropfen werden kann. Dies wurde bei der Verbrennung von Alkohol beobachtet, bei der das während der Verbrennung entstehende Wasser vom Alkohol absorbiert wird, was zu einer nichtlinearen Verbrennung führt.

Zahlreiche Veröffentlichungen auf dem Gebiet der Tropfenverbrennung unter Mikrogravitation entstanden unter der Mitwirkung von Dryer [1, 2, 11, 12 und 13]. In Abb. 3.4 ist eine „fiber supported droplet combustion“ dargestellt, eine Tropfenverbrennung unter Mik-

rogravitation. Man erkennt einen Tropfen (Bildmitte) und die ihn in einem gewissen Abstand „symmetrisch“ umhüllende Flamme (heller Kreis). Im Bereich zwischen Tropfen und Flamme herrscht Sauerstoffmangel, im Bereich außerhalb des hellblauen Bereichs Brennstoffmangel. Lediglich in dem Bereich, in dem eine geeignete Mischung vorliegt, kann sich eine Diffusionsflamme bilden. Das Bild in Abb. 3.4 stammt von der Homepage von Prof. Dryer (siehe auch [11]).

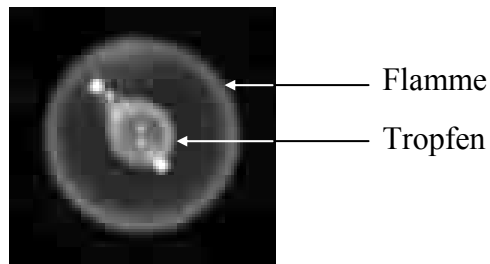


Abb. 3.4: Tropfen mit kugelsymmetrischer Flamme unter Mikrogravitation (siehe Homepage von Prof. Dryer)

- Tropfen mit Auftrieb

Im Unterschied zu den Untersuchungen unter Mikrogravitation tritt bei den Versuchen zu dieser Arbeit unter der Wirkung des Erdschwerefeldes ein Auftrieb der heißen und somit leichteren Gase auf. Diesen Zustand zeigt die Abbildung 3.5. Man findet ihn im Bereich des Abtropfpunktes, solange die Anströmgeschwindigkeit der Luft noch nahezu Null ist. Auf dem Bild erkennt man die Flamme um einen brennenden Tropfen. Im unteren Bereich des Tropfens bildet sich ähnlich wie bei den Versuchen unter Mikrogravitation eine umhüllende Diffusionsflamme aus, im oberen Bereich wird die Flammenfront durch den Auftrieb stark verändert.

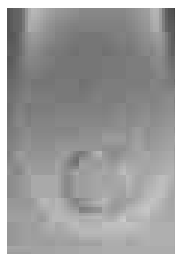


Abb. 3.5: Flamme um einen Tropfen aus Dodekan bei niedriger Fallgeschwindigkeit im Schwerkraftfeld der Erde

Eine numerische Analyse von Huang und Chen [3] zeigt den Einfluss der inneren Zirkulation auf die Verdunstungsrate eines brennenden Tropfens unter Berücksichtigung der Gravitation. Für kleine Tropfen im Mikrometerbereich ist die innere Zirkulation ohne Bedeutung [3]; mit wachsendem Tropfendurchmesser wird die innere Zirkulation begünstigt [3], und diese wiederum erhöht die Verdunstungsrate. Dies trifft beispielsweise bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Tropfengrößen zu.

- Tropfen mit konstanter Anstömung

Hat ein Tropfen bei seinem Fall in der Atmosphäre eine für das jeweilige Fluid charakteristische Wegstrecke zurückgelegt, so löst sich die Flamme vom Tropfen und gelangt in den Tropfennachlauf. Dieses Verhalten erklärt sich aufgrund folgender Tatsache:

Voraussetzung für eine Flamme ist ein brennbares Gemisch, dessen Bildung zunächst auf reiner Diffusion beruht. Sobald sich ein Tropfen vom Abtropfpunkt löst, steigt die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und ruhender Umgebungsluft auf Grund der Tropfenbeschleunigung an, was einen Transport des verdunsteten Tropfenmaterials in den Tropfennachlauf bewirkt. Ab einer gewissen Geschwindigkeit reicht die Zeit zur Bildung einer brennbaren Mischung durch Diffusion im Bereich des vorderen Staupunkts des Tropfens nicht mehr aus, und der Tropfen streift seine Flamme ab. Dieser Vorgang wurde an einer Modellströmung mit ortsfester Magnesiumoxid-Kugel und regelbarer Anströmung im Detail untersucht. Da die MgO-Kugel eine Porosität von 40% besitzt, konnte sie bis zur Sättigung mit Dodekan getränkt werden. Das Abstreifen der umhüllenden Flamme bei Steigerung der Anströmgeschwindigkeit zeigt die folgende Videosequenz in Abb. 3.6. Durch eine Reduzierung der Brennstoffzufuhr nimmt der Abstand der Flamme zur Kugel bei unveränderter Anströmgeschwindigkeit ab (Bild e), eine Erhöhung der Brennstoffzufuhr wirkt sich genau umgekehrt aus, wie man Bild f entnehmen kann.

Die nachfolgende Bildreihe zeigt den Übergang von einer umhüllenden Flamme zu einer Nachlaufflamme an einer mit Dodekan getränkten MgO-Kugel bei Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit.

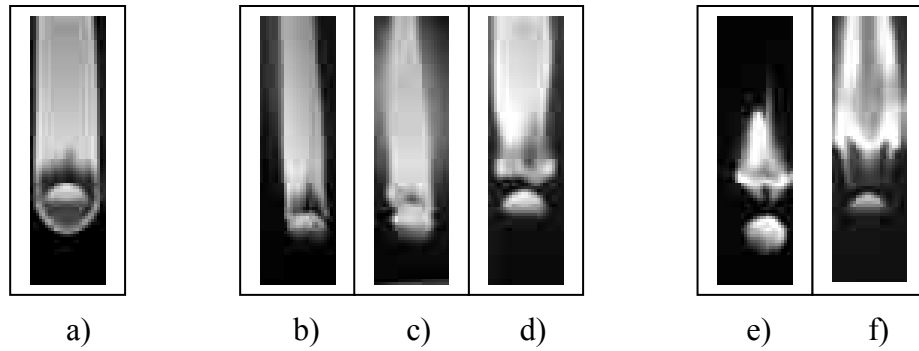


Abb. 3.6: Übergang von einer umhüllenden Flamme (a) zu einer Nachlaufflamme (d bis f) bei Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit einer brennenden, fest fixierten MgO-Kugel getränkt mit Dodekan

3.2.2. Flammenverhalten bei vorseilendem Tropfen

Bei den Versuchen mit Tropfen aus Trennwax zeigte sich, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront im brennbaren Nachlauf des Tropfens geringer war als die Fallgeschwindigkeit des Tropfens. Der Tropfen eilte seiner Flamme voraus, die der Tropfenspur einige Zeit zu folgen versucht, bevor sie aufgrund zu niedriger Temperatur des brennbaren Gemischs erlischt.

Dasselbe Verhalten konnte bei Tropfen aus Dodekan bzw. Petroleum beobachtet werden, deren Temperatur am Abtropfpunkt zu niedrig war. Mit Erreichen des Umbruchpunktes erloschen die Flammen. Der Grund für dieses Verhalten wird in Kapitel 3.3 detailliert diskutiert.

3.2.3. Zerplatzende Tropfen

Dass brennende Tropfen nach kurzer Fallstrecke zerplatzen, konnte nur an Polyethylentropfen festgestellt werden. Bei ihnen sind im Tropfeninneren bereits am Abtropfpunkt Gasblasen zu erkennen (siehe Abb. 3.7), da die Temperatur des Polyethylens weit oberhalb der Siedetemperatur lag.

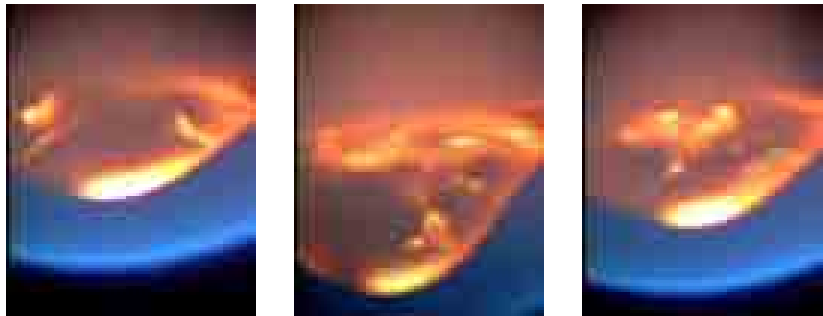


Abb. 3.7: Dampfblasen im Inneren eines siedenden Polyethylentropfens am Abtropfpunkt

Bei einer sehr hohen Anfangstemperatur des aufgeschmolzenen Materials lösen sich brennende Tropfen vom Polyethylenstab, diese verlieren aber bereits nach einer sehr kurzen Fallstrecke noch vor dem Umbruchpunkt ihre Flamme. Das Tropfenmaterial fällt dann unverbrannt zu Boden. Je höher die Anfangstemperatur der Polyethylentropfen, umso größer ist auch der Anteil der Gasbläschen im Tropfen.

Motil [10] berichtet davon, dass bei den Mikrogravitationsversuchen

„under certain conditions that are still not well understood, the droplet internal temperature can exceed the homogeneous nucleation temperature of fuel component, leading to the formation and growth of a vapour bubble in the droplet“.

Unter Mikrogravitationsbedingungen verbleibt die Dampfblase im Tropfeninneren, und ihr starkes Wachstum zerreißt die sie umgebende Flüssigkeitshülle. Der Tropfen zerplatzt in zahlreiche Fragmente.

Im Gegensatz zu den Mikrogravitationsbedingungen steigt in dem hier vorliegenden Fall die Dampfblase unter der Wirkung der Gravitation innerhalb des Tropfens nach oben, d.h. in den Bereich des hinteren Staupunktes. An der Oberfläche des Tropfens angekommen, zerplatzt sie. Je nach Größe der Dampfblase wird der Nachlauf des Tropfens dadurch ent-

weder nur gestört oder bei größeren Dampfblasen vom Tropfen gänzlich „getrennt“. Die angehängte Flamme kann dem Tropfen nicht mehr folgen. Untersuchungen zur Entstehung und zum Wachstum von Dampfblasen unter Mikrogravitation wurden auch von Lee und Merte [14, 15] durchgeführt.

Bei Tropfen aus Petroleum und Dodekan lagen keine dampfförmigen Anteile am Abtropfpunkt im Tropfeninneren vor, folglich zerplatzten sie auch nicht. Dennoch verlieren auch Tropfen aus diesen Materialien bei einer zu hohen Anfangstemperatur ihre Flamme und fallen unverbrannt weiter. Die Ursache dafür ist in einem anderen Mechanismus des verdunstenden Tropfens zu suchen. In Kapitel 3.3 wird näher darauf eingegangen.

3.2.4. Brennend fallende Tropfen

Die nachfolgenden Aussagen gelten für Dodekan, Petroleum und Polyethylen. Eine Sichtbarmachung der Vorgänge gelang aber hauptsächlich an Polyethylentropfen.

Ebenso wie beim Trennwax vergrößert sich auch beim Polyethylen der Abstand vom Tropfen zur Nachlaufflamme zu Beginn der Fallstrecke. Bei der Flamme handelt es sich zunächst um eine reine Diffusionsflamme, bei der die Bildung eines brennbaren Gemisches aus Brennstoff und Sauerstoff (Diffusions-) Zeit benötigt. Bei Annahme einer gleichbleibenden Diffusionsgeschwindigkeit der Spezies und einer sich erhöhenden Tropfengeschwindigkeit muss der Abstand der Flamme zum Tropfen zunehmen. Im Gegensatz zum Trennwax gelingt es beim Dodekan allerdings der Flamme, sich dem Tropfen mit zunehmender Fallgeschwindigkeit wieder zu nähern, was auf veränderte Bedingungen für die Gemischbildung von abgedampftem Brennstoff und Sauerstoff zurückzuführen ist. Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit des Tropfens bildet sich ein Totwassergebiet im Tropfennachlauf, das eine Vormischung von Brennstoff und Sauerstoff bewirkt. Den Tropfen selbst erreicht die Flamme nicht, da das Totwasser in diesem Fall eine Zone darstellt, deren Gemisch oberhalb der OEG (oberen Explosionsgrenze) liegt. Die Flamme verharrt in einem gewissen Abstand hinter dem Totwasserbereich.

Zum Beweis obiger Aussagen wurden brennend fallende Polyethylentropfen nach unterschiedlichen Fallstrecken mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera (vgl. Abb. 3.8) aufgenommen. Neben der Veränderung des Abstands zwischen Flamme und Tropfen konnte auch die Größe des Mindestabstands von der Flamme zum Tropfen geklärt werden. Hierbei handelt es sich um die Länge des Totwassergebiets im Nachlauf des Tropfens. Die Flamme kann sich bis zum Ende des Totwassergebiets dem Tropfen nähern, kann aber aufgrund fehlenden brennbaren Gemisches nicht in dieses Gebiet eindringen.

Die Bildserie in Abb. 3.8. zeigt den Nachlauf von brennend fallenden Polyethylentropfen. Die Aufnahmen erfolgten mit einer Hochgeschwindigkeitskamera der Marke Vosskühler HCC1000 im Gegenlicht (Stroboskop). Die Bildrate betrug 912 Bilder pro Sekunde. Dies entspricht einem zeitlichen Abstand der Bilder von etwa 1,1 ms. Zur Sichtbarmachung des Nachlaufs diente hierbei allein das abdampfende Tropfenmaterial. Der Totwasserbereich des Tropfens ist in Bild 5 der Abb. 3.8 gestrichelt gekennzeichnet. Etwas oberhalb des Totwassergebietes erscheint der Tropfennachlauf wie abgeschnitten.

Durch einen Vergleich mit einem heißen und daher verdunstenden, nicht aber brennenden Tropfen konnte gezeigt werden, dass sich im Bereich der punktierten Linie von Bild 5 die Flamme befindet, was durch spätere Aufnahmen im Rahmen dieser Arbeit bestätigt wurde (Abb. 3.9). Die Flamme selbst bewegt sich mit zunehmender Fallstrecke auf das Totwassergebiet des Tropfens zu, dringt aber nicht in das Gebiet ein.

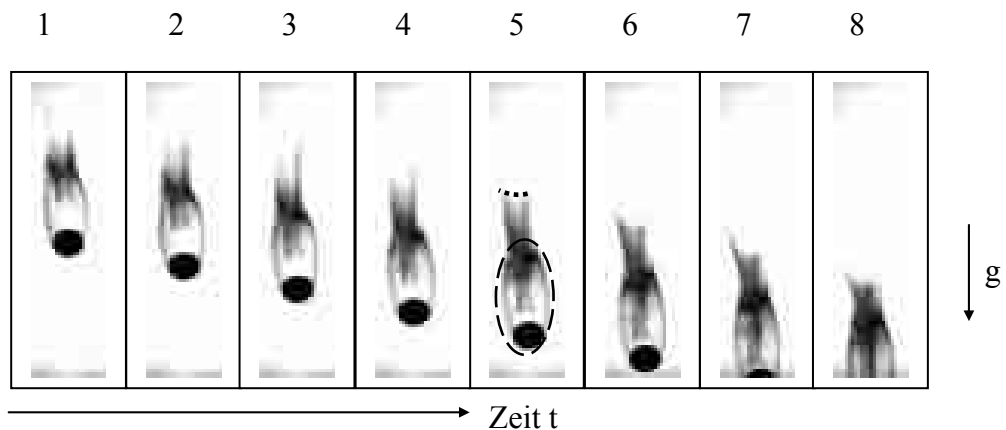


Abb. 3.8: Zeitliche Bildfolge des Nachlaufs eines brennend fallenden Polyethylentropfens mit Totwassergebiet (aufgenommen mit stationärer Hochgeschwindigkeitskamera HCC 1000 nach 35 cm Fallstrecke)

Im Gegensatz zu einem brennenden Tropfen zeigt ein erloschener Tropfen (Abb. 3.9) eine lange, sich langsam auflösende Nachlaufschleppe aus verdunstetem, heißem Tropfenmaterial. Zur zeitlichen Einordnung der Vorgänge ist zusätzlich zu den Bildern die laufende Bildnummer angegeben. Der zeitliche Abstand zweier aufeinanderfolgender Bilder beträgt $1/912$ s.

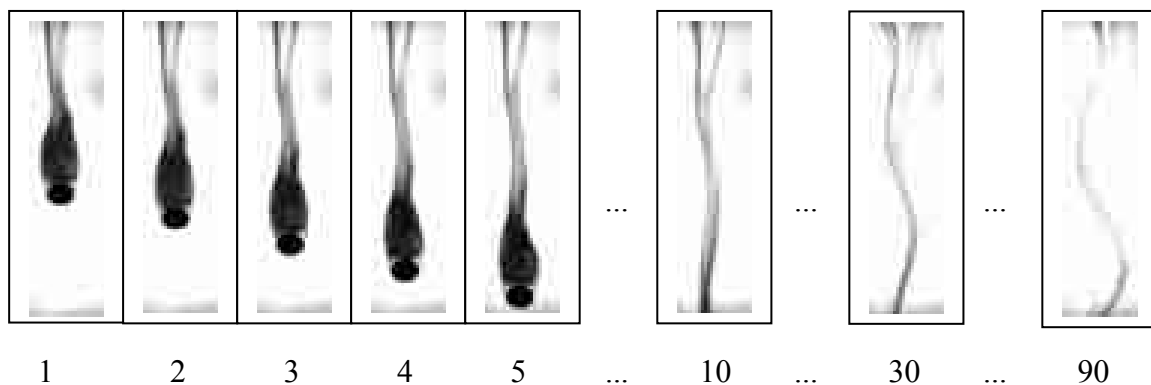


Abb. 3.9: Ausgebildete Spur des laminaren Nachlaufs eines verdampfenden, fallenden Polyethylentropfens ohne Flammenbildung

Mittels eines zusätzlichen Versuchs unter modifizierten Beleuchtungsbedingungen konnte die Flamme im Nachlauf eines brennend fallenden Polyethylentropfens aufgenommen werden. In Abbildung 3.10a erkennt man schwach die Lage der Flamme eines Polyethylentropfens vor dem Umbruchpunkt, in Abbildung 3.10b nach dem Umbruchpunkt.

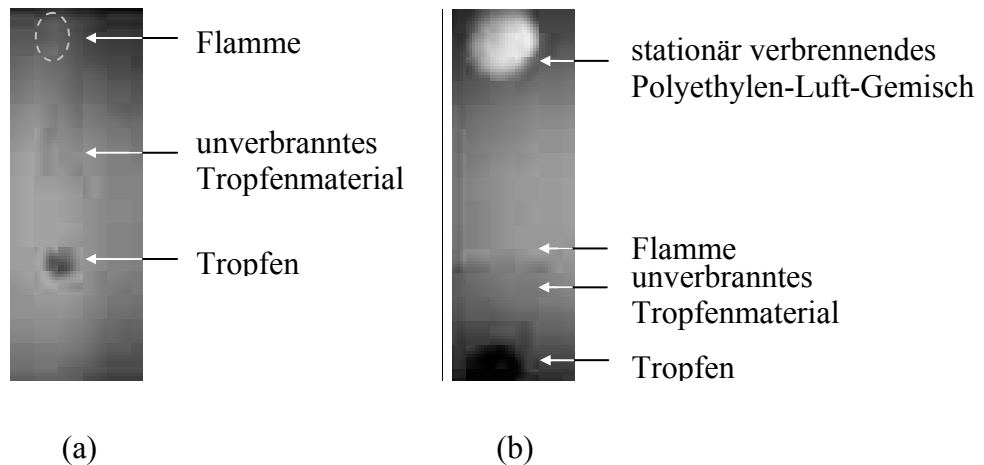


Abb. 3.10: (a) Brennend fallender Polyethylentropfen vor dem Umbruchpunkt mit einer weit vom hinteren Staupunkt entfernten Flamme
 (b) Lage der angenäherten Flamme (an den hinteren Staupunkt) nach dem Umbruchpunkt

Als Ergebnis der Untersuchungen kann festgehalten werden:

Sowohl beim Polyethylen als auch beim Dodekan und Petroleum eilt der Tropfen vor dem Umbruchpunkt zunächst seiner Flamme voraus, bevor diese sich nach einer gewissen Fallstrecke dem Tropfen bis an den Rand des Totwassergebietes wieder nähert. In das Totwassergebiet selbst dringt die Flamme aber zunächst nicht ein. Das Verhalten der Flamme vor dem Umbruchpunkt spiegelt somit die Brennbarkeit der Mischung bzw. den Mischungszustand im Tropfennachlauf wider. Eine zunächst reine Diffusionsflamme geht dabei in eine Vormischflamme über.

3.3. Der Umbruchpunkt

Auf der Fallstrecke der Tropfen ändert sich die Struktur der Flamme mehrfach. Unmittelbar nach dem Abtropfen umhüllt die Flamme den Tropfen vollständig. Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit geht die umhüllende Flamme in eine Nachlaufflamme über. Dieser Übergang kann für jeden Brennstoff mit einem festen Zahlenwert einer Strouhalzahl quantifiziert werden, worauf in Kap. 4.4 ausführlich eingegangen wird.

Im Hinblick auf das Verhalten der Nachlaufflamme eines Tropfens lassen sich für Dodekan (Siedepunkt: $T_s = 489,5$ K) und für aufgeschmolzenes, bis zum Siedebereich erhitztes Polyethylen (Lupolen 3020D, Siedebereich: $T_s \approx 613$ K bis 633 K) vier typische Bereiche der Fallstrecke unterscheiden:

- Bereich I: Nach dem Abstreifen der Flamme verbrennt das Gemisch zunächst mit einer an das Totwasser angrenzenden, hell leuchtenden, gelben Flamme.
- Bereich II: Als Folge der Verlagerung der Flamme in den Nachlauf sinkt die Temperatur der Tropfenoberfläche im Bereich des vorderen Staupunkts. Dies führt zu einer Verringerung der Verdunstungsrate. Gleichzeitig ändert sich mit zunehmender Geschwindigkeit der Tropfen die Sauerstoffkonzentration im Gemisch. Beide Aspekte zusammen bewirken, dass die hell leuchtende Fackel in eine blaue Flamme übergeht (vgl. Abb. 3.24 in Kap. 3.5).
- Bereich III: Am Ende einer charakteristischen Fallstrecke kommt es zu dem Umbruchpunkt: Wie mit Infrarotaufnahmen nachgewiesen werden konnte (Abb. 3.3 in Kap. 3.1), kommt es durch das Abstreifen einer größeren Menge brennbaren Materials kurzzeitig zu einer starken Verbrennung. Die Flammenfront verlagert sich relativ zum fallenden Tropfen in Richtung seines hinteren Staupunkts und dringt sogar in das Totwassergebiet ein. Dies ist möglich, da durch die Instabilität des Nachlaufs mehr Sauerstoff in das Totwassergebiet eingemischt wird und die Brennstoffkonzentration im stromabwärts gelegenen Bereich des Totwasserbereichs unter die OEG sinkt.
- Bereich IV: Unmittelbar nach dem Umbruchpunkt, der für Dodekantropfen von 2,8 mm bei 10 cm und für Polyethylentropfen bei 35 cm Fallstrecke lag, beobachtet man brennende Tropfen, die mit zunehmender Geschwindigkeit Schall mit ansteigender Frequenz abstrahlen, und solche, die brennend, aber ohne Schallabstrahlung beschleunigt fallen. Eine Erklärung für dieses unterschiedliche Verhalten wird in Kap. 3.4 gegeben.

3.3.1. Ablauf des Umbruchvorgangs

Zur detaillierteren Untersuchung der Vorgänge am Umbruchpunkt wurden Aufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera HCC1000 der Firma Vosskühler mit einer Bildrate von 912 Bildern pro Sekunde herangezogen. Die Bildserien in Abbildung 3.11 zeigen zwei Tropfen, die sich in zwei unmittelbar aufeinander folgenden Stadien des Instabilwerdens ihres Nachlaufs befinden. In der oberen Bildreihe (Abb. 3.11a) ist der Nachlauf des Tropfens - bezogen auf die Fallrichtung des Tropfens als Symmetrieachse - zunächst noch nahezu rotationssymmetrisch (1.1 - 1.3). Gegen Ende der Bildsequenz (1.6 - 1.8) erkennt man die Bildung einer unsymmetrischen Ausbauchung (siehe Markierung in Bild 1.8). Kurz danach löst sich ein erster Wirbel (Abb. 3.11b, Bild 2.6, schwarze Markierung) ab, und die Flamme dringt in das Totwasser des Tropfens ein (Bild 2.8 bis 2.10), da - wie bereits beschrieben - durch die Instabilität des Nachlaufs mehr Sauerstoff in das Totwassergebiet eingemischt wird und die Brennstoffkonzentration unter die OEG sinkt. Das verdunstende Tropfenmaterial erscheint in den Bildern als grauer Schleier. Überall dort, wo dieser Schleier nicht mehr vorhanden ist, wurde das Tropfenmaterial bereits verbrannt. Man kann bei diesen Bildern nur indirekt auf die Lage der Flammenfront schließen, da es sich um eine Schwarzweißkamera hoher zeitlicher Auflösung handelt (vgl. hierzu auch Abb. 3.10).

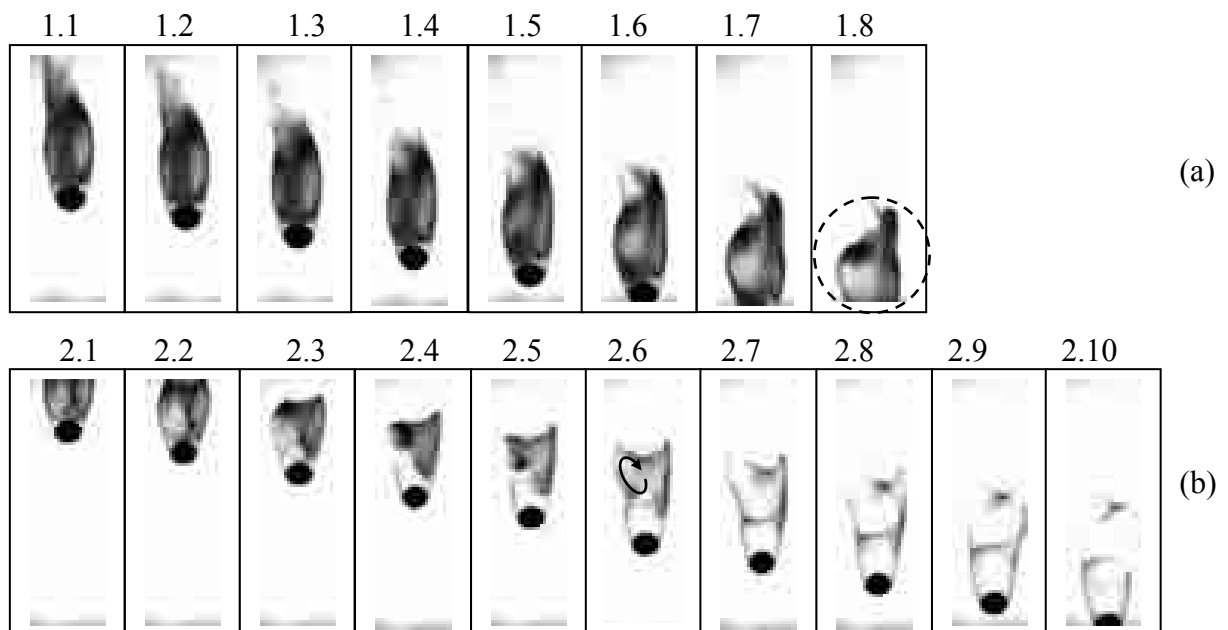


Abb. 3.11: (a) Zeitliche Entwicklung des Nachlaufs eines brennenden Polyethylentropfens bis zur beginnenden Instabilität
(b) Eindringen der Flammenfront in den instabil gewordenen Nachlauf eines brennend fallenden Polyethylentropfens

3.3.2. Ursache des Umbruchs

Die Ursache für das Verhalten des Tropfens am Umbruchpunkt und somit auch für die Veränderungen der Flamme auf der Fallstrecke liegt primär im Verhalten der Umströmung des Tropfens. Achenbach [16] untersucht in seiner Arbeit „Vortex shedding from spheres“ die Instabilitäten im Nachlauf einer Kugel in einem Wasserkanal. Bei einer Reynoldszahl von $Re = 1000$ fand er folgende Form des Nachlaufs:

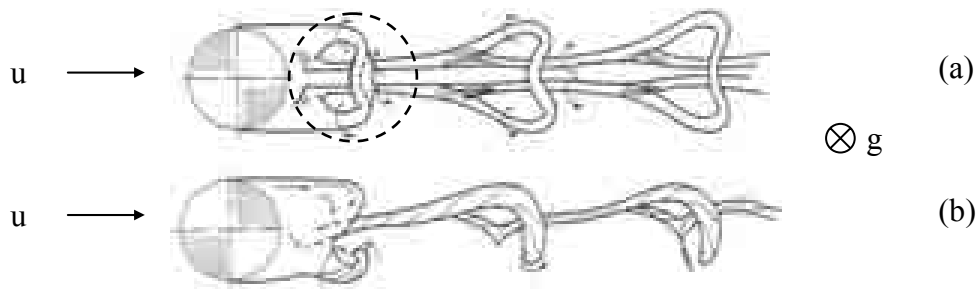


Abb. 3.12: Schematische Darstellung der Wirbelkonfiguration im Nachlauf einer Kugel bei einer Reynoldszahl von $Re = 1000$ (entnommen aus Achenbach [16]) in zwei senkrecht zu einander liegenden Ansichten (a und b)

Ähnliche Ergebnisse wie Achenbach erhielten Bagchi und Balachandar [17] in einer numerischen Simulation zur Kugelumströmung. Bisherige Veröffentlichungen beschäftigten sich überwiegend mit der Struktur des instationären Kugelnachlaufs, nicht aber mit der Struktur des Nachlaufs unmittelbar vor Beginn des Wirbelablösens. Aufnahmen im Rahmen dieser Arbeit zeigen, dass die von Achenbach schematisch dargestellte Struktur des Nachlaufs sich bereits vor der Ablösung des ersten Wirbels einstellt.

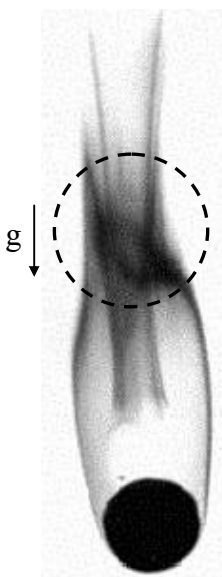


Abb. 3.13: Nachlauf eines brennend fallenden Polyethylentropfens kurz vor der ersten Ablösung eines Wirbels aus dem Tropfentotwasser bei einer Reynoldszahl von $Re = 242$, gebildet mit der mittleren kinematischen Viskosität in der Grenzschicht eines Polyethylentropfens (siehe Anhang A2)

Die Abb. 3.13 unterscheidet sich von den Darstellungen in [16] (siehe Abb.3.12) sowohl bezüglich der Geometrie (Kugel - Tropfen) und der Reynoldszahl als auch durch die unterschiedliche Richtung der Erdbeschleunigung g relativ zur Bewegungsrichtung des Tropfens bzw. der Kugel. Bei brennenden Tropfen kommen folgende Einflüsse hinzu:

- thermischen Konvektion aufgrund der Tropfentemperatur und
- das Verdunsten von Tropfenmaterial in die Strömungsgrenzschicht und den Nachlauf hinein.

Trotz dieser unterschiedlichen Bedingungen sind die Formen der Nachläufe durchaus vergleichbar, vor allem die beiden markierten Bereiche in Abb. 3.12 und Abb. 3.13.

In [17] wurde von Hankey gezeigt, dass die Ursache von Instabilitäten der Nachlaufströmung in der Ablösung der Grenzschicht an der Tropfenoberfläche zu suchen ist. Die Grenzschicht wird umgekehrt aber auch vom Nachlauf beeinflusst, wie N. Noto et al. [18] für die Umströmung eines beheizten Zylinders experimentell nachweisen konnten. Wie in Kapitel 3.4 gezeigt wird, ist dieser Sachverhalt relevant für die Aufteilung der Tropfen in solche mit bzw. solche ohne Schallabstrahlung.

3.3.3. Quantifizierung des Umbruchpunkts

Um ein Kriterium für das Einsetzen des Umbruchs der Flammenstruktur am brennenden Tropfen zu gewinnen, wird als Ähnlichkeitsparameter die Reynoldszahl benutzt. Sie ist hier wie folgt definiert:

$$\text{Re} = \frac{u D}{\nu} \quad . \quad (2)$$

Für eine Kugel wird als charakteristische Länge der Durchmesser D gesetzt. Das bekannteste Beispiel für eine Instabilität im zweidimensionalen Fall im Nachlauf eines angeströmten stumpfen Körpers ist die Kármánsche Wirbelstraße, für die kritische Werte der Reynoldszahl existieren.

Für den Nachlauf einer Kugel hat Achenbach [16] erste Ergebnisse für die beginnende Instabilität geliefert. Bei seinen Versuchen mit einer Kugel in einem Wasserkanal fand er Wirbelablösungen bei einer Reynoldszahl von $\text{Re} = 400$. Untersuchungen für kleinere Reynoldszahlen führte er nicht durch. Zur besseren Übersicht sind nachfolgend einige Arbeiten zur Umströmung einer kalten, starren Kugel tabellarisch aufgeführt. Angegeben sind der untersuchte Reynoldszahlbereich und die von den Autoren gefundene kritische Reynoldszahl.

Name:	Lit.: Re-Zahlbereich:	Wichtig für diese Arbeit:
Shirayama, S.	[19] $Re \leq 200$	Größe des Totwassergebiets und Widerstandskoeffizient bis $Re = 200$
Bagchi, P. u. Balachandar, S. Nakamura, I.	[20] $10 < Re < 300$ [21] $210 < Re < 270$	Ergebnis einer numerischen Simulation: instabiles Totwasser für $Re > 270 \rightarrow Re_{krit} = 270$ Experimente: stabiles Totwasser bis $Re = 270$, darüber Wirbelablösung $\rightarrow Re_{krit} \approx 270$
Brücker, C.	[22] $Re = 280, 400, \dots$	Experimente: stabiles Totwasser für $Re = 280$, bei $Re = 400$ periodische Wirbelablösung
Provansal, M. u. Schouveiler, L.	[23] $280 < Re < 400$	Versuche: das Totwasser für eine Kugel ist im angegebenen Bereich periodisch $\rightarrow Re_{krit} < 280$.
Mittal, R.	[24] $Re = 150, 350$	Simulation: $Re_{krit} < 350$
Nataranja, R. u. Acrivos, A.	[25] $Re_{krit} = 277,5$	Eine lineare Stabilitätsanalyse zeigt die Wirbelablösung im Nachlauf einer Kugel.
Provansal, M. u. Schouveiler, L.	[26] $Re_{krit} = 270$	Vergleich experimenteller Ergebnisse: Re_{krit} (u.a. freier Fall) u. Frequenz der Wirbelablösung
Mittal, R. u. Najjar, F.M.	[27] $Re = 350$	Die Simulation ergab Wirbelablösungen aus dem Totwasser im Nachlauf einer Kugel bei $Re = 350$.

Anhand dieser Literaturquellen ergibt sich für kalte, nicht verdunstende Kugeln die kritische Reynoldszahl für den Beginn der Wirbelablösung (vortex shedding) und somit für den Umbruchpunkt zu

$$Re_{krit} = 270.$$

Bildet man demgegenüber für brennend fallende Tropfen die Reynoldszahl mit der kinematischen Viskosität von Luft bei 20 °C und einem Luftdruck von 1013 hPa, so ergeben sich die kritischen Reynoldszahlen für Dodekan und Polyethylen zu:

- Dodekan $Re_{krit} \approx 250$,
- Polyethylen $Re_{krit} \approx 440$.

Die Ursache dieser starken Unterschiede für die beiden Materialien liegt an der Bildung der kritischen Reynoldszahl mit der kinematischen Viskosität der Luft bei einer Temperatur von $T = 20 \text{ °C}$ und einem Luftdruck von $p = 1013 \text{ hPa}$. Tatsächlich fallen die Tropfen in einem Gemisch aus verdunstetem Tropfenmaterial und Luft bei erhöhter Temperatur. Detaillierte Ausführungen hierzu finden sich in Kapitel 4.3 und im Anhang A2. Die Temperaturabhängigkeit der kinematischen Zähigkeit führt dann auf andere Werte der kritischen Reynoldszahl.

3.4. Tropfen und Flamme nach dem Umbruch (Bereich IV)

3.4.1. Tropfen mit akustischer Abstrahlung (intermittente Tropfen)

Dodekan:

Im Falle des Dodekans bewirkt die Einstellung einer größeren Durchflussmenge am Mikrodosiergerät eine geringere Verweilzeit des Tropfens im Bereich der heißen Nadelspitze. Die Anfangstemperatur T der Tropfen (Abtropftemperatur) wurde mit Thermoelementen gemessen und liegt im Bereich:

$$170,7\text{ °C} < T < 192,8\text{ °C}.$$

Nach dem Umbruchpunkt fällt der Tropfen unter Abstrahlung von Schall mit einer blauen Flamme weiter.

Polyethylen und Petroleum:

Auch beim Polyethylen und bei Petroleum konnte diese Art der Tropfenverbrennung erzeugt werden. Die Aufnahme der Flammenspur eines aufgeschmolzenen Polyethylentropfens mittels einer Fotokamera bei langer Belichtungszeit ist in Abb. 3.14 zu sehen. Die Spur der Flamme eines Tropfens, der unter Schallabstrahlung brennend im Erdschwerefeld fällt, erscheint hier in einem hellen Blau. Sie weist einerseits recht schmale Bereiche und andererseits verdickte Bereiche mit Wirbelringen auf. Der Tropfen selbst ist auf diesem Bild nicht zu erkennen. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden diese Tropfen kurz als „intermittente“ Tropfen oder „singende“ Tropfen bezeichnet.

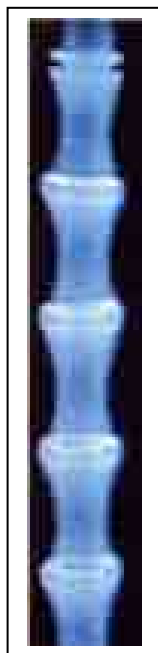


Abb. 3.14: Spur der Flamme eines schallabstrahlenden Tropfens aus Polyethylen bei langer Verschlusszeit der Blende

Die Abb. 3.14 zeigt für eine Verschlusszeit der Blende von $\frac{1}{50}$ s eine Folge von stationären, wirbelförmigen Verdickungen. Im Gegensatz zum Tropfen, dessen Flammenverhalten periodisch strukturiert erscheint, bewegen sich die Wirbel während der Verschlusszeit nicht, sondern sind raumfest. Eine weitere Aufnahme mit einer Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera - der Marke ThermaCam (Firma Flir) mit einer Bildrate von 750 Bildern pro Sekunde - zeigt den ortsfesten Charakter dieser Wirbel. Die Markierungen in den Bildern 1, 4 und 7 der Abb. 3.15 zeigen die Entstehung eines neuen Wirbels. Mit Hilfe der Bildrate kann daraus eine Frequenz berechnet werden (hier: $f \approx 250$ Hz).

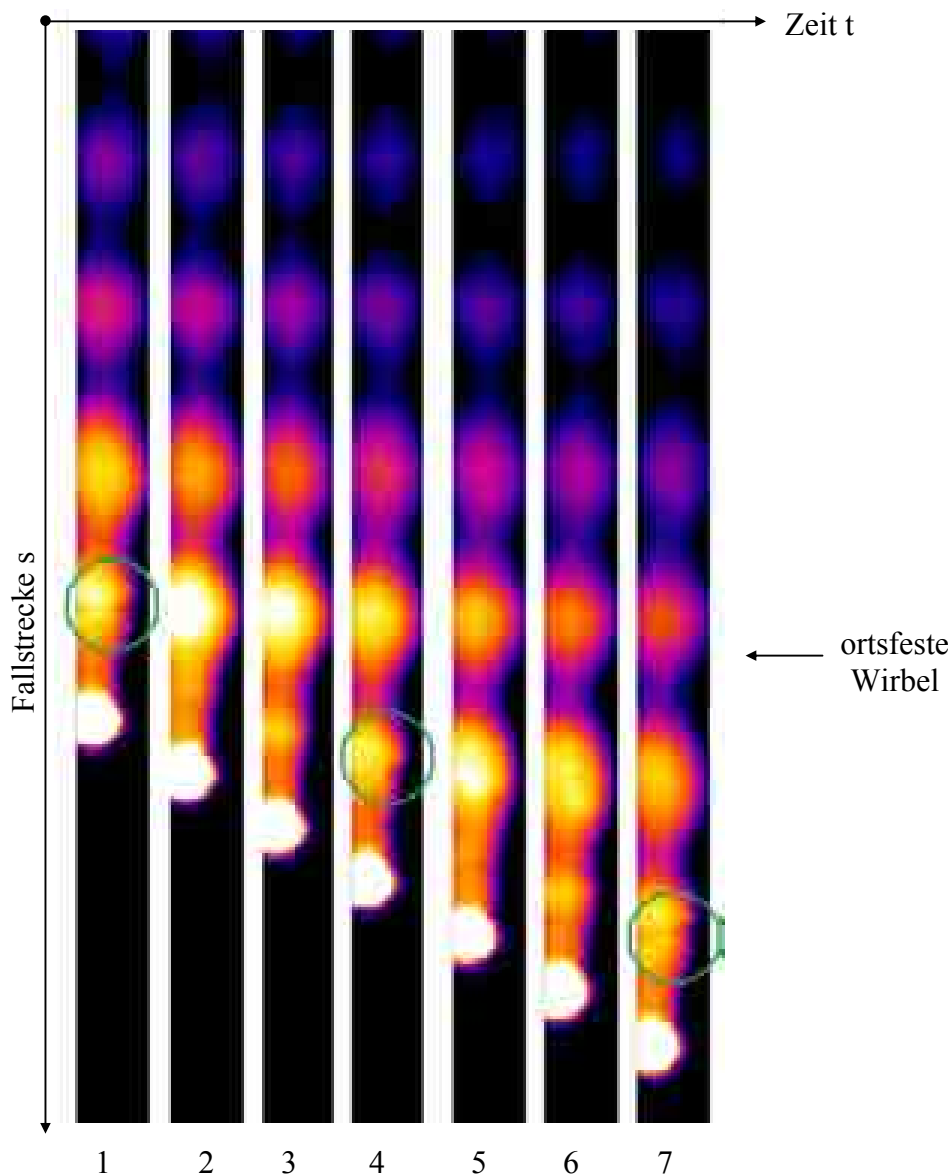


Abb. 3.15: Bildsequenz der abgelösten Wirbelstrukturen im Nachlauf eines brennend fallenden Polyethylentropfens – aufgenommen mit einer Hochgeschwindigkeitsinfrarotkamera (zeitlicher Abstand der Bilder $\frac{1}{750}$ s)

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Übereinstimmung der Frequenz der Wirbelablösung und der akustisch gemessenen Frequenz festgestellt. Ausführlich wird auf diesen Zusammenhang ebenso wie auf deren Ursache im Kapitel 4.4 eingegangen.

3.4.2. Tropfen mit Flamme, aber ohne Schallabstrahlung (nicht periodisch)

Für Dodekan und Petroleum gilt:

Bei einer weiteren Erhöhung des Volumenstroms am Abtropfpunkt und somit einer noch niedrigeren Anfangstemperatur T ($134,5\text{ °C} < T < 170,7\text{ °C}$ für Dodekan) der brennend fallenden Tropfen weisen sowohl Dodekan- als auch Petroleumtropfen keine Schallabstrahlung mehr auf. Die Tropfen fallen aber nach wie vor mit einer Nachlaufflamme. Auf den genauen Sachverhalt, z.B. die Lage der Flamme, wird in den Kapiteln 3.4.4 und 3.4.5 näher eingegangen. Im Gegensatz zu den Fotoaufnahmen mit großer Verschlusszeit von intermittenten Tropfen erkennt man auf vergleichbaren Bildern von nicht intermittenten Tropfen keine strukturierte Flammenspur. Die Ablösung brennender Wirbel bleibt aus. In Abbildung 3.16 sind die Spuren zweier Petroleumtropfen nach einer Fallstrecke von drei Metern dargestellt. Links handelt es sich um einen brennend fallenden Tropfen mit, rechts um einen ohne Schallabstrahlung.

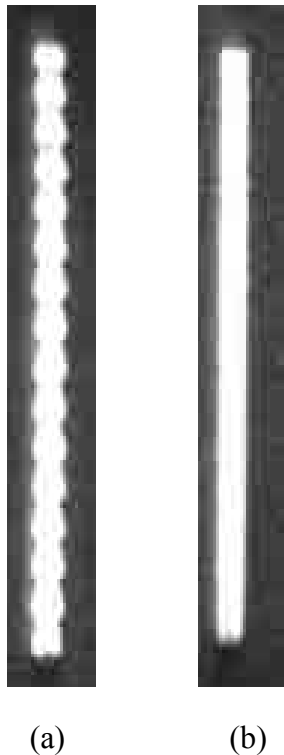


Abb. 3.16: Unterschiedlich lange Flammenspuren von Petroleumtropfen - nach gleicher Fallstrecke - auf Grund unterschiedlicher Temperaturen im Zulauf vor dem Abtropfpunkt:
(a) hohe Temperatur, daher mit Schallabstrahlung
(b) niedrigere Temperatur und somit ohne Schallabstrahlung

3.4.3. Ursache der Schallabstrahlung

Brennende Tropfen mit und ohne periodische Ablösung von Wirbeln im Nachlauf wurden bisher lediglich durch einen veränderten Volumenstrom am Abtropfpunkt erzeugt. Durch eine längere Verweilzeit der Tropfen im Bereich der heißen Abtropfspitze erhitzt sich das brennbare Fluid auf eine hohe Anfangstemperatur. Daraus ergibt sich eine hohe Verdunstungsrate, die den Nachlauf beeinflusst. Zur Überprüfung dieses Sachverhalts wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt, bei denen die Fluide durch ein Wärme- bzw. Kältebad (Abb. 3.17, weißer Behälter) der Nadelspitze zugeführt werden. Von der Spitze (siehe rechtes Bild) lösen sich brennende Tropfen.

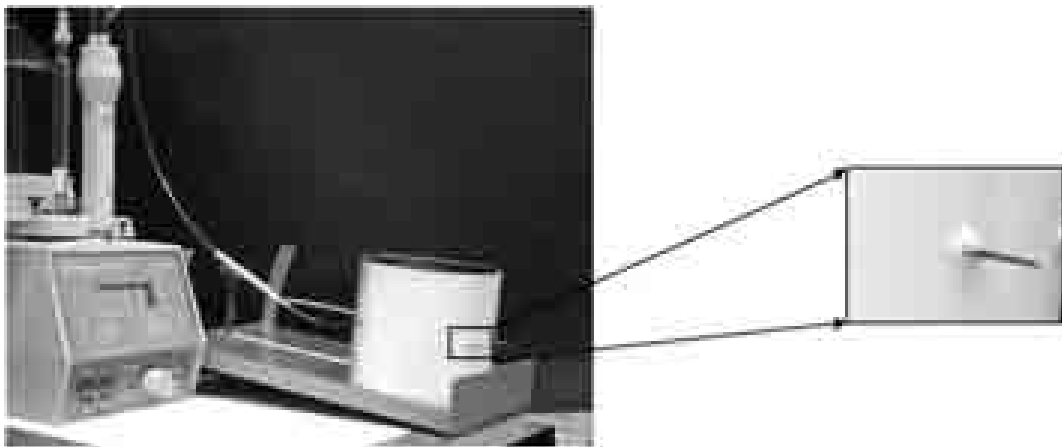


Abb. 3.17: Versuchsaufbau zur Untersuchung des Einflusses der Temperatur im Zulauf auf die Schallabstrahlung brennend fallender Dodekan- und Petroleumtropfen

Versuche:

- Dodekan:

In der ersten Versuchsreihe wurde der Volumenstrom aus dem Dosimaten so eingestellt, dass sich brennende Dodekantrophen ohne Schallabstrahlung bilden konnten. Der anfangs leere Behälter wurde während dieser Versuche mit Wasser von 100 °C gefüllt. Unmittelbar darauf änderte sich das Tropfenverhalten:

Die Tropfen zeigten periodische Schallabstrahlung.

- Petroleum:

Als Umkehrung zur ersten Versuchsreihe wurden im zweiten Versuch schallabstrahlende Petroleumtropfen erzeugt. Diesmal wurde der zunächst leere Behälter mit Eiswasser befüllt und damit das abtropfende Fluid stark unterkühlt. Unmittelbar nach Einsetzen der Vorkühlung wurde die Schallabstrahlung unterbunden.

Diese Versuche zeigen den ursächlichen Charakter der Tropfentemperatur auf das spätere Verhalten des Gesamtsystems aus Tropfen und Flamme beim Fall im Schwerfeld der Erde. Eine erhöhte Tropfentemperatur bewirkt eine erhöhte Verdunstungsrate der Tropfen. Zu klären bleibt, welche Auswirkung eine erhöhte Verdunstungsrate auf die Schallabstrahlung eines fallenden brennenden Tropfens hat.

Dodekan:

In einem weiteren Versuch wurde die Temperatur von Dodekantropfen am Abtropfpunkt mit Hilfe eines Nickel-Chrom-Thermoelementes gemessen. Den dazu verwendeten Versuchsaufbau zeigt die Skizze in Abb. 3.18.

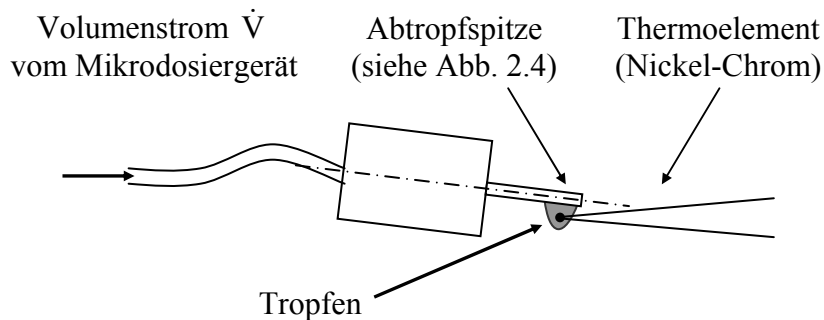


Abb. 3.18: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Abtropftemperatur für Dodekantropfen

Zur Messung der Grenztemperatur z.B. zwischen den brennend fallenden Tropfen ohne Schall und den zu kalten Tropfen (siehe Kap. 3.1.1), die ohne Flamme fallen, wurde der Volumenstrom und damit die Abtropftemperatur der Tropfen während einer Messung so verändert, dass sich abwechselnd der eine bzw. der andere Zustand am Tropfen einstellt. Anhand der gemessenen Einzelwerte der Temperatur wurde ein Mittelwert gebildet, der die gesuchte Grenztemperatur darstellt (Abb. 3.19). Auf eine weitere statistische Auswertung der Messergebnisse wurde verzichtet, da die Schwankung der Messdaten nicht auf eine statistisch relevante Schwankung der Messgröße, sondern auf eine Veränderung des Volumenstroms zurückzuführen ist. In Abb. 3.20 sind die Bereiche der unterschiedlichen Tropfenarten für Dodekan mit den entsprechenden Temperaturgrenzen dargestellt.

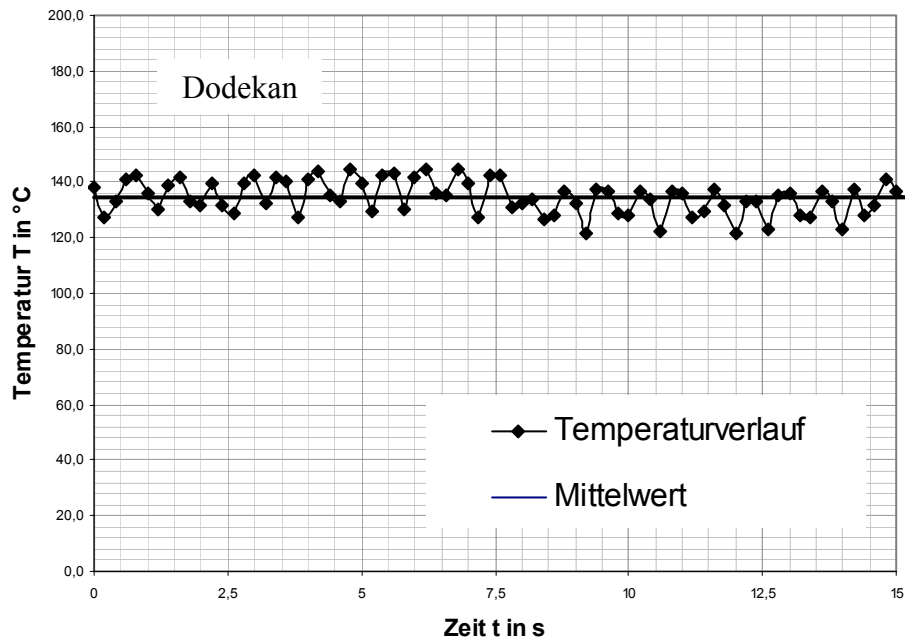


Abb. 3.19: Zeitlicher Verlauf der Vorlauftemperatur zur Bestimmung der Grenztemperatur für den Übergang von brennend fallenden Tropfen ohne Schallabstrahlung zu kalten, erlöschenden Tropfen aus Dodekan

Auf die gleiche Weise wurden die drei Temperaturgrenzen zwischen den folgenden Tropfenarten bestimmt:

- Zu kalte, erlöschende Tropfen ↔ brennend fallende Tropfen ohne Schallabstrahlung,
- brennend fallende Tropfen ohne Schallabstrahlung ↔ brennend fallende Tropfen mit Schallabstrahlung und
- brennend fallende Tropfen mit Schallabstrahlung ↔ zu heiße, erlöschende Tropfen.

Für Dodekan ergaben sich folgende Temperaturbereiche:

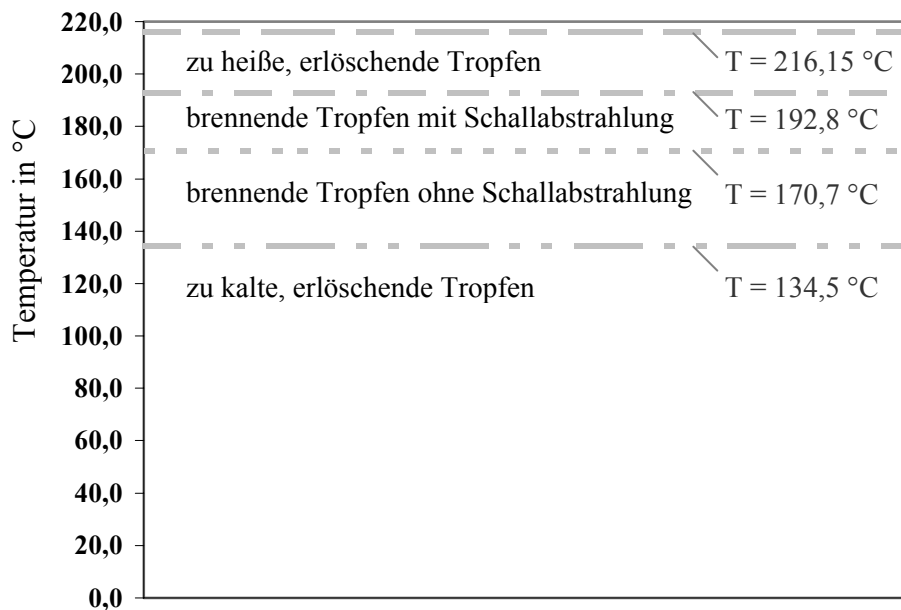


Abb. 3.20: Charakterisierung unterschiedlicher Tropfenarten für Dodekan in Abhängigkeit von der Vorlauftemperatur

3.4.4. Auswirkung der Verdunstungsrate auf die Schallabstrahlung

Die beiden Arten der Tropfenverbrennung (mit und ohne Schallabstrahlung) unterscheiden sich durch das Vorhandensein bzw. das Fehlen von Druckschwankungen oder durch die Amplitude der Druckschwankungen.

In beiden Fällen handelt es sich um die Umströmung eines Tropfens (idealisiert: Kugel). Bei jeder Kugelumströmung treten oberhalb einer gewissen Reynoldszahl Wirbelablösungen auf, deren Schalldruckpegel aber meist für das menschliche Gehör zu niedrig ist (vgl. Kap. 4.4). Da bei der Umströmung von brennenden Tropfen in einem Fall eine deutlich hörbare Schallabstrahlung auftritt, im anderen Fall nicht, muss eine Wechselwirkung von Flamme und Wirbelablösung als Ursache für das unterschiedliche Verhalten der beiden Tropfenverbrennungen vorliegen. In einer umfangreichen Versuchsreihe wurde daher die Lage der Flamme im Nachlauf des Tropfens genauer untersucht.

Da sich die blassblaue Flamme der brennenden Tropfen mit den verfügbaren Videokameras (auch solche mit Restlichtverstärkung) bei Verschlusszeiten von $1/10000$ s wegen zu geringer Intensität nicht mehr darstellen lässt, musste durch einen Kunstgriff die Farbe der Flamme in den roten Bereich des Spektrums verschoben werden, wo die Videokameras ihre größte Empfindlichkeit haben. Dem dafür konzipierten Versuchsaufbau lag die Überlegung zugrunde, dass eine Flamme in einer Aerosolatmosphäre aus feinstverteiltem Strontiumchlorid die Kristalle zum Resonanzleuchten anregen muss. Um diese Atmosphäre zu erzeugen, wurde SrCl_2 in Alkohol gelöst und mit einer Düse versprüht. Da das Lösungsmittel bei Raumtemperatur leicht verdunstete, blieben feinstverteilte SrCl_2 -Kristalle als Schwebeteilchen in der Luft. Die Sinkgeschwindigkeit war gegenüber der Fallgeschwindigkeit der Tropfen zu vernachlässigen.

Die Bilder a bis d der Abb. 3.21 zeigen intermittente (schallabstrahlende) Dodekantropfen, die in einer mit SrCl_2 angereicherten Atmosphäre beschleunigt fallen. Auf den Bildern von a bis d erkennt man einen Zyklus der Wirbelablösung. In Bild a befindet sich eine ringförmige Flammenfront (heller Bereich) im Nachlauf des Tropfens, die sich in Bild b und c aufteilt. Bild d zeigt schließlich einen abgelösten brennenden Wirbel.

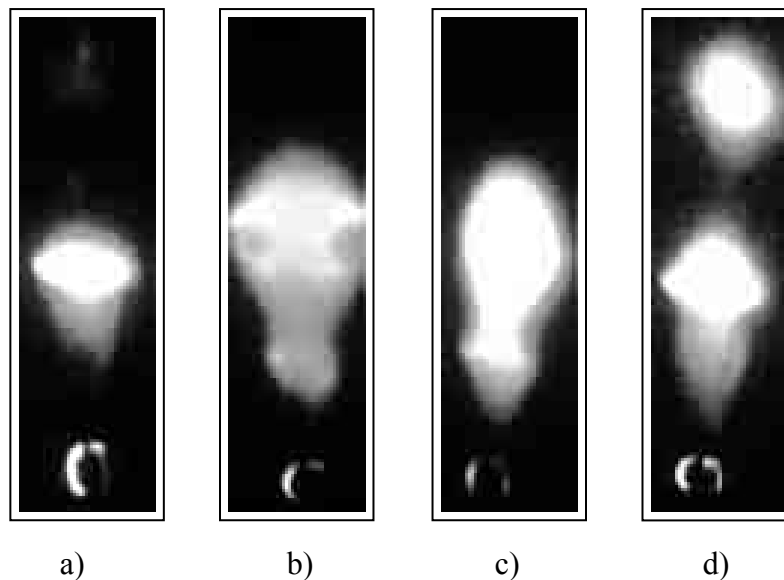


Abb. 3.21: Sichtbarmachung des Flammenbereichs eines Dodekantropfens mit Schallabstrahlung in einer mit Strontiumchlorid angereicherten Umgebung

Zur Klärung der Schallabstrahlung sei nochmals auf die Bilder Abb. 3.21 verwiesen. Hier findet eine Aufspaltung bzw. Teilung der Flamme (weiß) statt. Gemeinsam mit den Informationen aus den Infrarotaufnahmen (Abb. 3.15) und der Langzeitaufnahme (Abb. 3.14) lässt sich folgern, dass sich ein brennender Wirbel aus dem Tropfentotwasser ablöst, ähnlich dem Vorgang der Wirbelablösung aus dem Totwasser bei der Umströmung einer kalten, nicht verdunstenden Kugel. Der abgelöste Wirbel wird durch die Flamme entzündet und bleibt brennend zurück. Wie man in Bild 4 der Abb. 3.22 erkennt, tritt in das aufgerissene Totwassergebiet seitlich Sauerstoff ein (siehe Pfeile), und die Flamme schlägt bis zum Tropfen durch (punktierter Pfeil). Dies führt zu einem momentanen, starken Anstieg der Verdunstungsrate, wodurch die Flamme wieder vom Tropfen weggetragen wird (Bild 5ff).

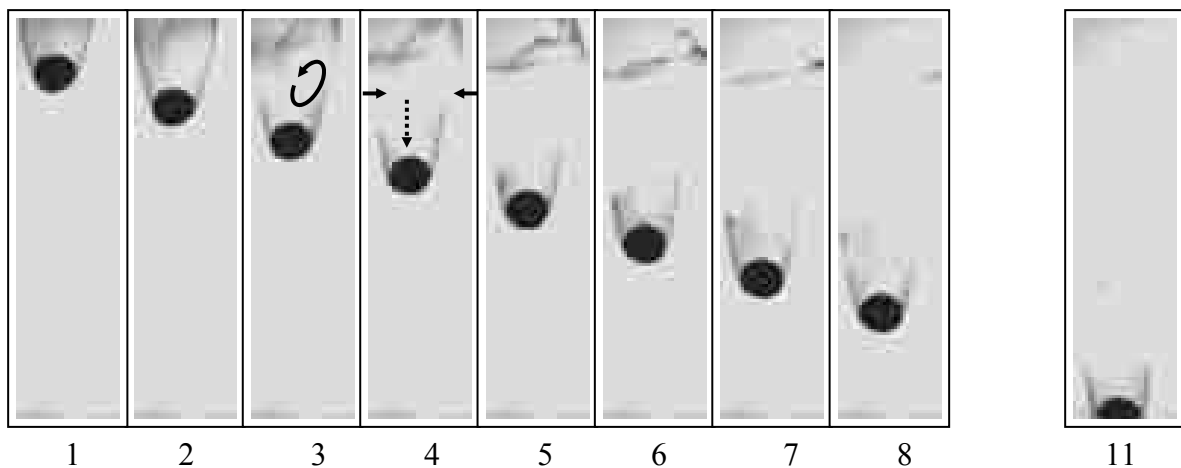


Abb. 3.22: Prinzip der Wirbelablösung schallabstrahlender Polyethylentropfen und Flammenverhalten in der Umgebung des hinteren Staupunkts

Im Gegensatz zu den vorangegangenen Bildern zeigen die nachfolgenden Bilder (Abb. 3.23) die Verhältnisse an zwei brennenden Tropfen ohne Schallabstrahlung. Die Aufnahmen erfolgten unter identischen Bedingungen wie die in Abb. 3.21 mit einer Videokamera der Marke Nikon. Der Abstand von der Flamme zum Tropfen ist hier - trotz nahezu gleicher Fallgeschwindigkeit der Tropfen - deutlich geringer als bei den Tropfen mit Schallabstrahlung.

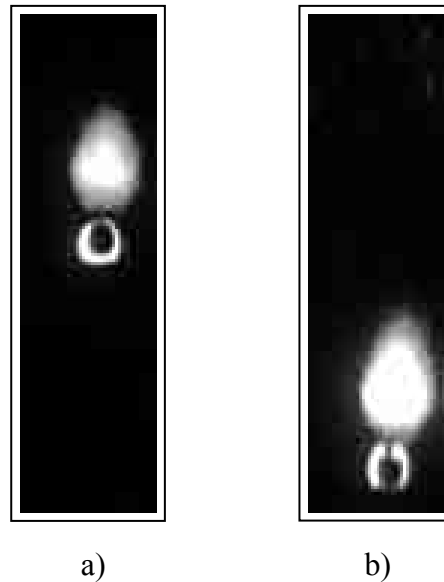


Abb. 3.23: Sichtbarmachung des Flammenbereichs eines Dodekantropfens ohne Schallabstrahlung in einer mit Strontiumchlorid angereicherten Umgebung (Verschlusszeit: $1/10000$ s)

Unterschiedlich große Abstände von Flammenfronten relativ zu fallenden brennenden Tropfen können durch die verschieden großen Verdunstungsraten erklärt werden. Aus Experimenten von Marchese [13] unter Schwerelosigkeit weiß man, dass sich die kugelförmige Flammenfront in Abhängigkeit von der Verdunstungsrate an der Tropfenoberfläche einen größeren bzw. kleineren Abstand sucht. Entfernt sich die Flammenfront bei großer Verdunstungsrate am Tropfen von der Tropfenoberfläche, so vergrößert sich ihre Oberfläche (vgl. Abb. 3.24a), die für die binäre Diffusion von Sauerstoff und dampfförmigem Tropfenmaterial entscheidend ist. Der vergrößerte Flammenabstand bewirkt aber auch eine Reduzierung der Strahlungsleistung von der Flamme zum Tropfen. Dies führt zu einer sinkenden Verdampfungsrate, und die Flamme beginnt sich dem Tropfen wieder zu nähern (Abb. 3.24b). Ein neuer Zyklus beginnt. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich, dass der Flammenabstand eine Funktion der Verdampfungsrate des Tropfens ist.

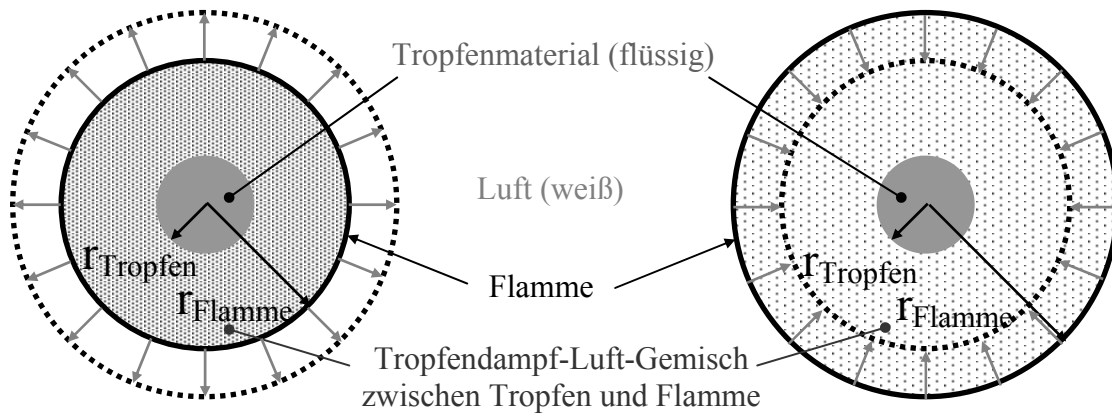


Abb. 3.24: Skizze zur Veränderung der Lage der Flammenfront bei einem ruhenden brennenden Tropfen unter Mikrogravitation

- (a) Expandierende Flammenfront bei zu fettem Brennstoff-Luft-Gemisch in der Umgebung des Tropfens
- (b) Kontraktion der Flammenfront bei einem zu mageren Brennstoff-Luft-Gemisch im Bereich zwischen dem Tropfen und der Flamme

Wie die Abbildungen 3.21 und 3.23 zeigen, liegt bei Tropfen ohne Schallabstrahlung die Flammenfront aufgrund einer geringeren Verdunstungsrate näher am hinteren Staupunkt des Tropfens. Ursächlich für die Entstehung von Schall sind Druckschwankungen durch Wirbelablösungen, die für Tropfen ohne Schallabstrahlung nicht entstehen. Die Bildung und Ablösung eines Totwassers wird durch die veränderte Lage der Flamme im Tropfenachlauf verhindert, da sich die starke Konvektion der heißen Verbrennungsgase stabilisierend auf die Nachlaufströmung und somit auf die Ablösung der Strömungsgrenzschicht auswirkt. Für Tropfen ohne Schallabstrahlung ist im Nachlauf des Tropfens der Verbrennungsvorgang dominant gegenüber der Aerodynamik, für Tropfen mit Schallabstrahlung dominiert die Aerodynamik. Ausführlich wird diese Thematik in Kapitel 4.4 erörtert.

3.4.5. Vergleich des Abstands Flamme - Tropfen bei unterschiedlicher Abtropftemperatur

Die Aussagen in diesem Abschnitt betreffen sowohl Dodekan- als auch Petroleumtropfen, in den Bildern sind nur Dodekantropfen dargestellt.

- Vergleich von erlöschenden und nicht erlöschenden Tropfen

Tropfen mit einer sehr hohen Anfangstemperatur ($T > 192,8 \text{ °C}$ für Dodekan) erlöschen bereits im Bereich des Umbruchpunkts, der bei Dodekantropfen (2,78 mm Durchmesser) bei einer Fallstrecke von 10 cm liegt. Ursache hierfür ist der große Abstand der Flamme relativ zum hinteren Staupunkt des Tropfens.

Eine höhere Tropfentemperatur bedeutet eine größere Verdunstungsrate des Tropfenmaterials und somit einen größeren Abstand der Flamme zum fallenden Tropfen. Dies kann man auch der nachfolgenden Abbildung 3.25 entnehmen. Überschreitet der Abstand von der Flamme zum Tropfen einen gewissen Wert, so wird die Flamme vom ersten sich aus dem Totwasser ablösenden Wirbel mitgerissen, und der Tropfen fällt weiter, ohne erneut zu entflammen. In Abbildung 3.25 wurden drei unterschiedliche Tropfen aus Dodekan mit unterschiedlicher Abtropftemperatur nach einer Fallstrecke von ca. 16 cm mit einer Sony-Videokamera bei einer Verschlusszeit von $1/10000 \text{ s}$ und einer Bildrate von 25 Bildern pro Sekunde aufgenommen (Bild b bis d). Um den Abstand der Flamme vom Tropfen besser vergleichen zu können, wurden rechts die gleichen Bilder so angeordnet, dass der stromabwärts gelegene Staupunkt der Tropfen auf der gleichen Höhe liegt. Der Tropfen in Bild b bzw. e erlischt, die Tropfen in den Bildern c und d (bzw. f und g) fallen unter Schallabstrahlung weiter.

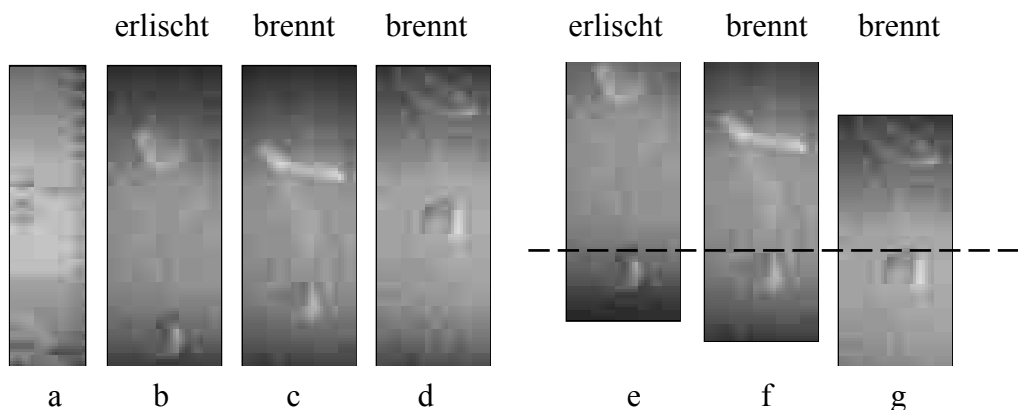


Abb. 3.25: Einfluss des Flammenabstands von Dodekantropfen bedingt durch die Abtropftemperatur auf das Tropfenverhalten nach dem Umbruchpunkt

- Vergleich von Tropfen mit und ohne Schallabstrahlung

Die Entstehung der Schallabstrahlung an brennend fallenden Tropfen resultiert aus einem Zusammenspiel von der Flamme im Tropfentotwasser und der Wirbelablösung aus dem Tropfentotwasser. Nachfolgend sind Bilder von Dodekantropfen mit und ohne Schallabstrahlung gegenübergestellt. Die Bilder b bis d der Abbildung 3.26 zeigen Tropfen mit Schallabstrahlung, die Bilder e bis h Tropfen ohne Schallabstrahlung. Die schwarz eingezeichnete Strecke besitzt in jedem Bild die gleiche Länge. Sie dient der besseren Beurteilung des Abstandes von der Flamme zum Tropfen. Wenn sich der Abstand zwischen der Flamme und dem Tropfen bei nicht singenden Tropfen (ohne Schallabstrahlung) überhaupt ändert, dann nur wenig (vgl. Bilder g und h). Die Lage der Flamme lässt die Bildung von Wirbeln nicht zu (vgl. Kapitel 3.4.4). Im Gegensatz hierzu löst sich bei den singenden Tropfen das Totwassergebiet ab. Zu erkennen ist dieser Vorgang in den Bildern b bis d. Die Bilder wurden mit einer Nikon Filmkamera bei einer Belichtungszeit von $\frac{1}{10000}$ s und einer Bildrate von 25 Bildern pro Sekunde aufgenommen.

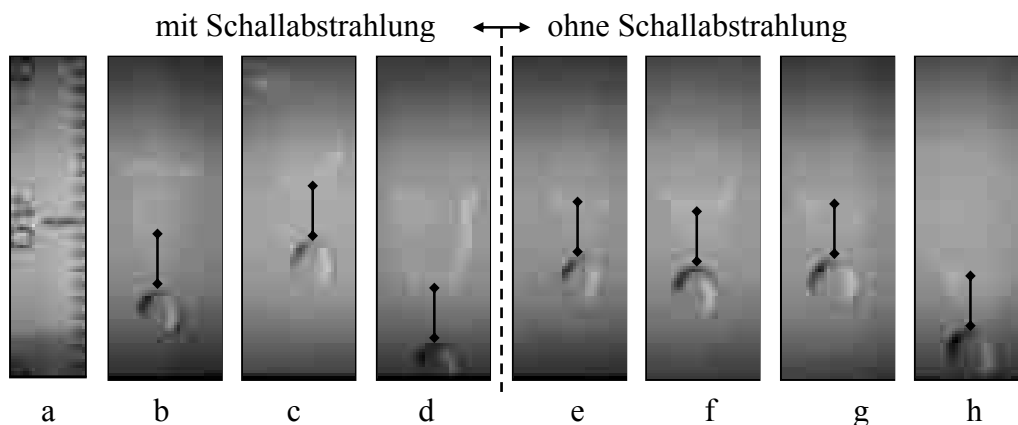


Abb. 3.26: Vergleich der Form und der Lage der Flamme von Dodekantropfen mit und ohne Schallabstrahlung

3.4.6. Zu kalte Tropfen

Wird die Dosiermenge weiter erhöht, lösen sich zwar immer noch brennende Tropfen von der Abtropfspitze, die Tropfen erlöschen aber noch vor Erreichen oder spätestens am Umbruchpunkt. Der Grund hierfür liegt in der sehr niedrigen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in dem vorhandenen Gemisch. Die Flamme kann dem Tropfen nicht folgen und trifft auf ein immer kälteres Gemisch aus abgedampftem Tropfenmaterial und Luft. Beim Unterschreiten der Zündgrenze des Gemisches erlischt die Flamme. Sollte das Erlöschen der Flamme bis zum Umbruchpunkt nicht geschehen sein, so passiert dies spätestens am Umbruchpunkt selbst, da hier durch das Ablösen des ersten Wirbels die Verbindung zwischen dem Tropfen und seinem langen Nachlaufschweif unterbrochen wird. Nur Tropfen, deren Flamme sich am Umbruchpunkt nahe dem Totwasserbereich befindet, fallen brennend weiter. Alle anderen Tropfen erlöschen. Im Falle von Dodekan tritt diese Art der Tropfen bei einer Abtropftemperatur von $T < 134,5 \text{ °C}$ auf.

Genauere Untersuchungen zum Erlöschen von Flammen findet man u.a. bei Moshe Matalon [28].

Von Bedeutung für die weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit sind hier lediglich die brennend weiterfallenden Tropfen, mit und ohne Schallabstrahlung.

3.5. Tropfen- und Flammenform in Abhängigkeit von der Fallstrecke

Sowohl die Tropfen- als auch die Flammenform ändert sich auf dem Fallweg eines Tropfens. Zur Veranschaulichung der Vorgänge wurden Dodekantropfen nach unterschiedlichen Fallstrecken aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.27 zusammengestellt. In jeder Bildreihe zeigen die Bilder der ersten Spalte - 1a bis 8a - die Position der Tropfen auf der Fallstrecke, gemessen in Zentimetern vom Abtropfpunkt. Abgesehen von den Bildern nach 40 cm Fallstrecke (Abb. 3.27f) zeigen alle Bildreihen nur Tropfen aus Dodekan. Lediglich auf den Bildern 8f, 8g, 8h und 8i sind Tropfen aus Polyethylen zu sehen.

Vor allem in Abb. 3.27a (Bild 1b bis 1g) erkennt man stark unterschiedliche Tropfenformen. Bedingt durch das Ablösen von der Abtropfspitze schwingen die Tropfen. Die kleinste Eigenschwingungsfrequenz eines Dodekantropfens beträgt in einem Temperaturbereich zwischen Umgebungstemperatur bei 20 °C und der Siedetemperatur von Dodekan bei einem Luftdruck von 1013 hPa von 216 °C zwischen 310 und 220 Hz. Die zugehörige Berechnung befindet sich im Anhang A3. Die Tropfen in Abb. 3.27a sind bis auf Bild 1b von der Flamme vollständig umhüllt. Nach dem Abstreifen der Flamme geht die Verdunstungsrate stark zurück und die Flamme wird kürzer (Abb. 3.27b).

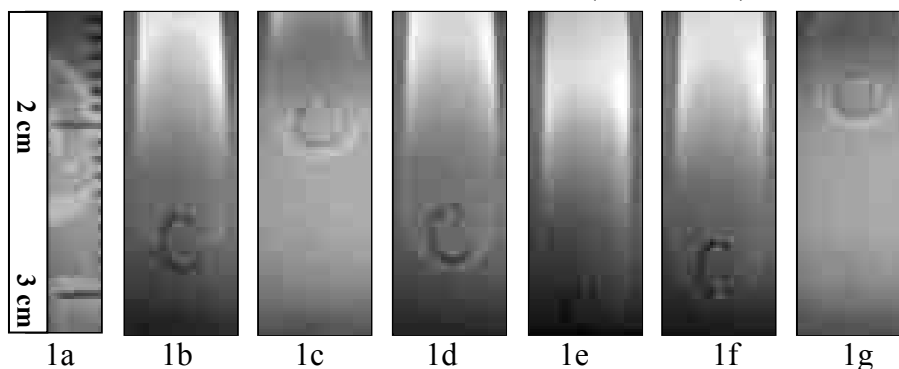


Abb. 3.27a: Dodekantropfen nach einer Fallstrecke von 2 cm bis 3 cm

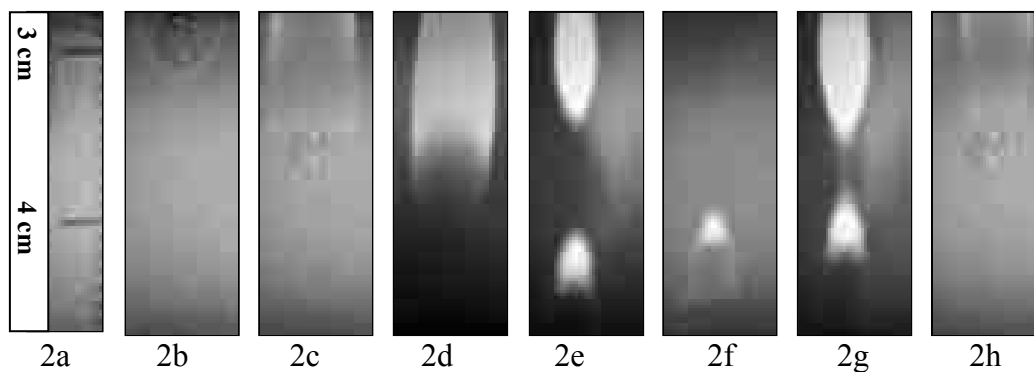


Abb. 3.27b: Flammenstruktur von brennend fallenden Dodekantropfen nach 4 cm Fallstrecke

Von Bild 3b über Bild 4b zu Bild 4c der Abb. 3.27c erkennt man den Übergang von einem Flammenkegel zu einem Flammenring. Ab diesem Punkt der Fallstrecke (ca. 10 cm) - dem Umbruchpunkt - tritt für Dodekantropfen mit einem Durchmesser von 2,78 mm Schallabstrahlung auf.

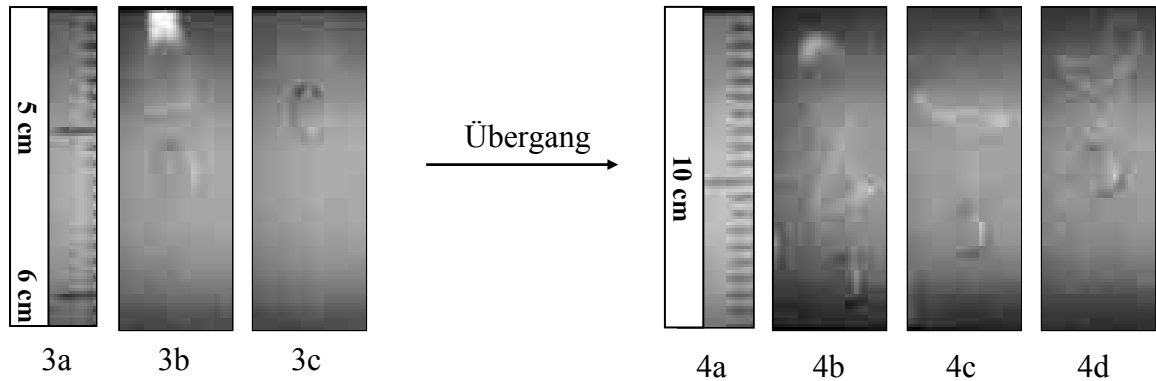


Abb. 3.27c: Übergang von angehängter Flamme zum Ringwirbel an einem Dodekantropfen

Die Bilder in Abb. 3.27d zeigen unterschiedliche Formen der Flamme, die durch ein Zusammenspiel von Flamme und Wirbelablösung entstehen. In Bild 5d erkennt man am oberen Bildrand einen abgelösten Wirbel. Nach der Wirbelablösung nähert sich die Flamme dem Tropfen, was man an dem geringeren Abstand der Flamme zum Tropfen in Bild 5d im Vergleich z.B. zu Bild 5f oder 5b erkennt (vgl. gleich lange, schwarze Markierung).

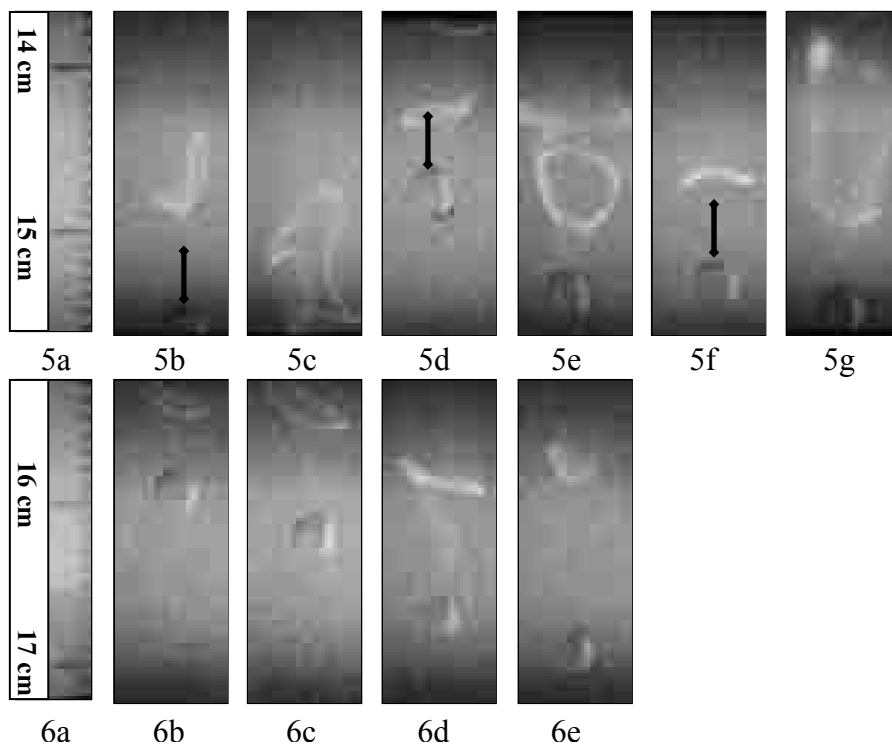


Abb. 3.27d: Wechselwirkung von Flamme und Wirbelablösung am brennend fallenden Dodekantropfen

Die Bilder 7b bis 7d (siehe Abb. 3.27e) zeigen drei unterschiedliche Zustände im Verlauf eines Zyklus der periodischen Wirbelablösung, die zeitlich aufeinander folgen. In Bild 7d erkennt man eine ringförmige Flammenfront im Nachlauf des Tropfens, die durch eine hohe Verdunstungsrate vom Tropfen weggedrängt wird. Bild 7c zeigt die Ablösung eines Flammenwirbels (siehe Markierung). Von diesem Wirbel aus schlägt die Flamme in Richtung des verdunstenden Tropfens zurück (Bild 7c: heller, kegelförmiger Bereich zwischen dem Tropfen und dem Wirbel) und hinterlässt den stationär brennenden Wirbel (Bild 7b).

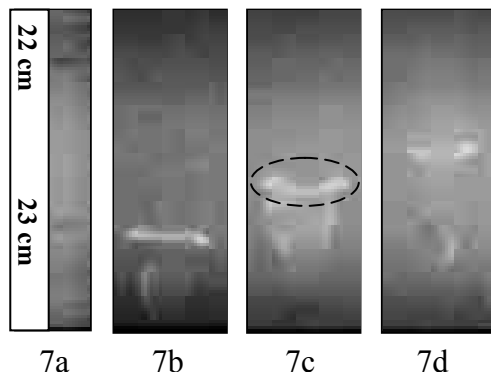


Abb. 3.27e: Zyklus der Wirbelablösung in drei unterschiedlichen Phasen eines schallabstrahlenden Dodekantropfens

Bild 8b in Abb. 3.27f zeigt einen Dodekantropfen mit Nachlaufflamme kurz vor der Ablösung eines Wirbels. Den Vorgang der Wirbelablösung zeigen die Bilder 8c und 8d. Die Flamme schlägt vom abgelösten Wirbel in Richtung des Tropfens zurück (Bild 8e). Die Bilder 8f und 8g zeigen die Wirbelablösung und Bild 8e die Lage der Flamme im Nachlauf brennend fallender Polyethylentropfen.

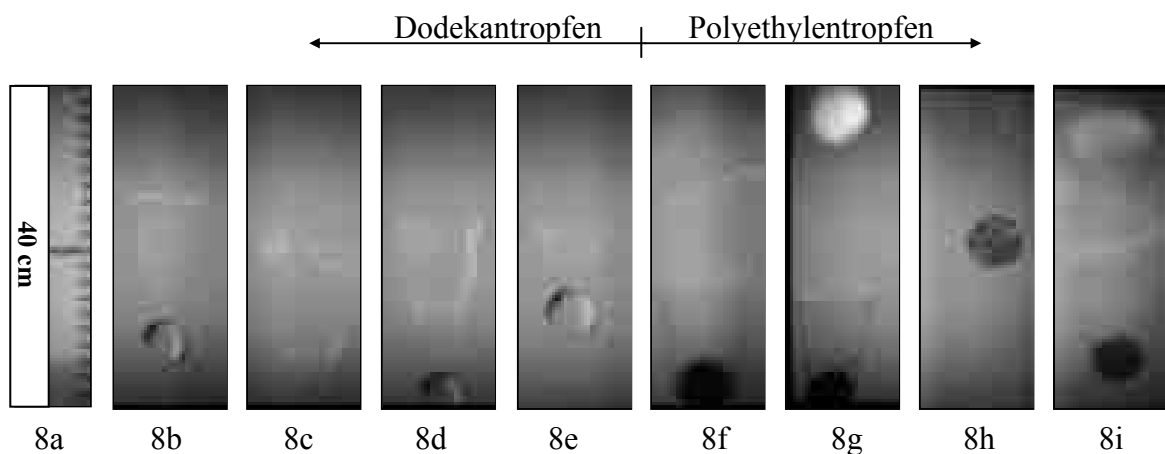


Abb. 3.27f: Ähnlichkeit der Struktur der Nachlaufflamme von Dodekan- und Polyethylentropfen nach 40 cm Fallstrecke

Kapitel 4

Messungen und Berechnungen

4.1. Allgemeine Grundlagen

Bei einer Interpretation der Messergebnisse bzgl. der Kinematik der Tropfen müssen folgende Einflussfaktoren berücksichtigt werden:

- der Widerstandsbeiwert eines Tropfens (abhängig von der Lage der Flamme und der Größe der Verdunstungsrate),
- der Tropfendurchmesser und die Masse des Tropfens (stark abhängig von der Verdunstung),
- die Dichte des Tropfens (abhängig von der Temperatur),
- die Form des Tropfens (beeinflusst durch die Fallgeschwindigkeit),
- die Unsymmetrie der Verdunstung an der Tropfenoberfläche (resultiert in einem Impuls auf den Tropfen) und
- der Auftrieb der heißen Verbrennungsgase (bewirkt Bremsung des Tropfens).

Ausgangspunkt für eine aussagefähige Modellbildung sind reproduzierbare Messdaten. Daher werden der Geschwindigkeitsverlauf der Tropfen und die Frequenz der Schallabstrahlung messtechnisch erfasst. Mit Hilfe dieser Daten wird die Kinematik brennend fallender Tropfen hergeleitet. Hierzu werden im Folgenden zunächst die das Tropfenverhalten im brennenden Zustand bestimmenden Faktoren untersucht.

- Kräfte am Tropfen

Der Tropfen erfährt auf Grund der Schwerkraft eine konstante Beschleunigung g . Dieser Kraft wirken der Auftrieb - bedingt durch die Temperatur des Tropfens und der heißen Gase im Tropfennachlauf - und der Strömungswiderstand des Körpers - bedingt durch Reibung in der Grenzschicht mit der Umgebung - entgegen, was die Maximalgeschwindigkeit des Tropfens auf einen endlichen Wert begrenzt. Im Zustand der Abstrahlung akustischer Energie liegt bei der Tropfenbewegung eine Art pulsierender Antrieb vor, da die momentane Fallgeschwindigkeit des Tropfens mit der Frequenz der Wirbelablösung um ihren Mittelwert schwankt.

Die Reibungskräfte an der Tropfenoberfläche bewirken neben dem Strömungswiderstand bei newtonschen Medien (Dodekan und Petroleum) eine innere Zirkulation. Neben der Temperaturverteilung im Tropfen und somit auch der lokalen Verdunstungsrate wirkt sich die innere Zirkulation auch auf die Tropfengeometrie aus. Beim Polyethylen (nicht newtonsches Medium großer Zähigkeit) bleibt die innere Zirkulation aus.

- Tropfengeometrie

Die Tropfengröße und -form sind für die Umströmung eines Tropfens und somit für seinen Widerstandsbeiwert von großem Einfluss. Die Geometrie des Tropfens geht in die Reynoldszahl über den Durchmesser ein.

Grundsätzlich unterliegt der Tropfen nach Ablösung vom Abtropfmechanismus einer Eigenschwingung (vgl. Anhang A3). Diese führt zu einer Schwingung des Tropfens, die aufgrund der Reibung im Inneren des Fluids allmählich abklingt. Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit tritt eine stärkere Verformung der Tropfen auf. Dies wirkt sich wiederum auf die Geschwindigkeit des Körpers und das gesamte ihn umgebende Strömungsfeld aus.

Numerische Simulationen von B.T. Helenbrook und C.F. Edwards [29] erbrachten ein Kriterium für das Einsetzen einer dreidimensionalen Instabilität, verbunden mit einer Taumelbewegung der Tropfen in einem gleichförmigen, heißen Gasstrom. Dabei ändert ein Tropfen seine Form von einer abgeplatteten (oblate) zu einer länglichen (prolate) Form, was sich auf den Widerstandsbeiwert C_D auswirkt.



Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Übergangs der Tropfenform von abgeplattet zu länglich bei Fluiden

Zur Abschätzung dieses Übergangs geben die beiden Autoren die Ohnesorgezahl (Oh), die Weberzahl (We) und das Verhältnis der dynamischen Viskositäten sowie das Dichteverhältnis des Tropfenmaterials und der umgebenden Gasphase als relevante Größen an. Für die numerische Simulation wird Achsensymmetrie der Vorgänge vorausgesetzt. Oberhalb einer Reynoldszahl von $Re = 200$ wird der Nachlauf einer Kugel unsymmetrisch. Somit liegt der Gültigkeitsbereich der Formel bei $Re \leq 200$.

Dodekan:

Im Falle der Dodekantropfen befindet sich bei einer Reynoldszahl von $Re = 200$ - gebildet mit der kinematischen Viskosität von Luft bei 20 °C und einem Druck von 1013 hPa - die Flamme im Nachlauf des Tropfens. Der Tropfen wird von einem Dodekan-Luft-Gemisch mit einem mittleren Massenanteil von ungefähr 96% an Luft umströmt (vgl. Anhang A2). Die Oberflächentemperatur des Tropfens liegt bei etwa 160 bis 200 °C . Unter diesen Bedingungen ergeben sich die nachfolgenden Werte, die den kritischen Werten aus Hehlenbrook und Edwards [29] bzw. Reitz und Diwakar [30] gegenübergestellt werden:

1. In der Literatur unterscheidet man zwei Arten des Tropfenzerfalls: „bag breakup“ und „stripping breakup“ [30]. Für beide Arten werden von den Autoren kritische Werte der Weberzahl angegeben.

Art des Zerfalls:	kritischer Wert:
bag breakup aus [30]:	$We > 3,6$ bis $8,4$
stripping breakup aus [30]:	$We / \sqrt{Re} > 0,5$

Die berechneten Werte der Weberzahl für einen Dodekantropfen (Anhang A5) mit einer Nachlaufflamme liegen erst bei Tropfengeschwindigkeiten von $u \approx 6\text{ m/s}$ im Bereich der kritischen Werte, die aus der Literatur bekannt sind. Ein Tropfenzerfall kann somit frühestens am Ende der untersuchten Fallstrecke von 3 m auftreten, ist somit für die angestellten Betrachtungen nicht relevant und wurde auch nicht für große Fallhöhen von mehr als 25 m beobachtet. Ursachen hierfür sind die unterschiedlichen Bedingungen (z.B. Temperatur, Verdunstungsrate, Oberflächenspannung) an einem brennenden Tropfen im Vergleich zu einem nicht brennenden Tropfen. Für Dodekantropfen mit einer umhüllenden Flamme - wie sie bis zu einer Froudezahl von $Fr = 23$ vorliegen - können die Formeln zur Berechnung der Grenzwerte nicht angewandt werden, da die Reynoldszahlen aufgrund der kinematischen Zähigkeit des Gasgemisches in der Strömungsgrenzschicht bereits bei niedrigen Fallgeschwindigkeiten weit oberhalb von $Re = 200$ liegen (siehe Anhang A5).

2. Der Übergang der Tropfenform von einer abgeplatteten zu einer länglichen Form ($E = \text{Tropfenhöhe/Tropfenbreite} = 1$) findet unter den Annahmen für einen Tropfen mit Nachlaufflamme (siehe Anhang A5) in einem Bereich der kritischen Reynoldszahl von $Re_{\text{krit}} = 13$ bis 29 statt, somit bei deutlich kleineren Reynoldszahlen bzw. niedrigeren Geschwindigkeiten, als das Abstreifen der Flamme erfolgt. Der Übergang vollzieht sich somit bei umhüllender Flamme.

Unter Vernachlässigung des Gültigkeitsbereichs der Berechnungsformel ($Re < 200$) ergibt sich für den Übergang von einer abgeplatteten zu einer länglichen Form eines – von der Flamme umhüllten – Tropfens bei einer mittleren Gastemperatur der Grenzschicht um den Tropfen von $T = 216\text{ °C}$ eine kritische Reynoldszahl von $Re_{krit} = 976$. Entsprechend ergibt sich für $T = 500\text{ °C}$ $Re_{krit} = 118$. Für beide Werte der mittleren Gastemperatur lassen sich die zugehörigen Geschwindigkeiten berechnen. Bildet man mit den berechneten Geschwindigkeiten die entsprechende Froudezahl, so liegt diese in beiden Fällen unterhalb des Wertes der Froudezahl für das Abstreifen der Flamme ($Fr = 23$ für Dodekantropfen). Folglich findet der Übergang der Tropfenform von abgeplattet zu länglich am Tropfen bei umhüllender Flamme statt, spätestens aber, wenn die Flamme abgestreift wird.

3. Das Verhältnis E (siehe Abb. 4.1) ergibt sich bei einer Reynoldszahl von $Re = 200$ für Dodekantropfen mit einer Nachlaufflamme zu $E = 1,09$ bei $T_{Tropfenoberfläche} = 160\text{ °C}$ und $E = 1,18$ bei $T_{Tropfenoberfläche} = 200\text{ °C}$. Die Form des Tropfens sollte somit gemäß den Berechnungen leicht länglich sein. In den Versuchen konnte dieser Sachverhalt nicht festgestellt werden, da gegenüber den vereinfachten Annahmen im Rahmen der numerischen Simulationen von Helenbrook und Edwards [29] sich die Verhältnisse stark unterscheiden. Insbesondere die innere Zirkulation wird von den beiden Autoren als Ursache für das Zustandekommen der länglichen Form angeführt. Diese ändert sich im Falle eines brennenden Tropfens sehr stark im Vergleich zu einem nicht brennenden Tropfen (vgl. Kap. 4.3.5). Die Versuche zeigen, dass die Form der brennenden Tropfen anfangs nahezu kugelförmig ist, mit zunehmender Fallgeschwindigkeit aber zu einer abgeplatteten Form übergeht.

Die ausführliche Berechnung zur Tropfendeformation nach Helenbrook und Edwards [29] befindet sich im Anhang A5.

- Tropfengröße

Die Tropfengröße ändert sich mit zunehmender Fallstrecke durch Verdunstung an der Oberfläche. Kleinere Tropfen wiederum besitzen einen höheren Innendruck (stärker gekrümmte Oberfläche: $p_i = p_a + 2\sigma / R$). Dadurch erhöht sich die Verdunstungsrate. Gleichzeitig nimmt aber die Oberfläche ab, über die der Stofftransport abläuft. In einem Versuch wurden 100 schallabstrahlende Tropfen nach einer Fallstrecke von 0,25 m und weitere 100 Tropfen nach 2,86 m Fallstrecke aufgefangen und gewogen. Das durchschnittliche Tropfengewicht betrug bei 0,25 m Fallstrecke 7,38 mg und bei 2,81 m Fallstrecke 6,82 mg. Auf einer Strecke von 2,61 m (vergleichbar der Fallstrecke bei den übrigen Versuchen) lag der Massenverlust bei etwa 7,6 % und die Abnahme des Durchmessers unter 2,5 %. Die verdunstungsbedingte Abnahme des Tropfendurchmessers kann somit vernachlässigt werden.

Bereits in Kapitel 3 wurde auf eine Änderung der Tropfentemperatur hingewiesen. Auch sie führt - über die Temperaturabhängigkeit der Dichte des jeweiligen Tropfenmaterials - zu einer Veränderung der Tropfengröße. Für flüssiges Dodekan beträgt der Dichteunterschied zwischen 200 °C und 150 °C ca. 7 %. Die Durchmesseränderung ist proportional der dritten Wurzel der Dichte und liegt für eine Abkühlung von 200 °C auf 150 °C für Dodekantropfen bei etwa 2,3 % und ist somit ebenfalls vernachlässigbar.

- Tropfenverdunstung und -verbrennung

Eine sehr einfache Berechnungsmethode für die Verdunstungsrate und die Verbrennung eines einzelnen, aus einer reinen Flüssigkeit bestehenden Tropfens in ruhender Umgebungsluft findet man in [31]. Zur Berechnung der Verdunstungsrate wird die Diffusionsrate benötigt. Gemäß [31] unterscheidet man insgesamt vier Arten der Massendiffusion:

- i) die gewöhnliche, konzentrationsbedingte Diffusion (binärer Diffusionskoeffizient),
- ii) die Thermodiffusion (Soret-Effekt: Massenfluss aufgrund von Temperaturgradienten, (thermischer Diffusionskoeffizient),
- iii) die Diffusion aufgrund eines Druckgradienten und
- iv) die Diffusion bedingt durch Kräfte, „resulting from unequal body forces per unit mass among the species“.

Die Massenflüsse können ebenso wie die Diffusionsgeschwindigkeiten der einzelnen Diffusionsarten addiert werden. In typischen Verbrennungssystemen sind die Druckgradienten nicht hinreichend groß, um Druckdiffusion zu bewirken. Somit kann dieser Einfluss vernachlässigt werden. Auch die Diffusion durch Kräfte wird u.a. laut Turns [31] bei Verbrennungen als nicht relevant eingeschätzt.

Für eine Berechnung bzw. Simulation der Verdunstungsrate eines Tropfens sind demnach der binäre Diffusionskoeffizient und der thermische Diffusionskoeffizient erforderlich. Da der thermische Diffusionskoeffizient bei verbrennungstechnischen Anwendungen maximal im Bereich von 1% bis 3% des binären Diffusionskoeffizienten liegt, wird er in den meisten Fällen vernachlässigt (siehe Turns [31]). Die Berechnung des binären Diffusionskoeffizienten geht auf Chapman-Enskog zurück. Sie unterliegt einer Anzahl von Einschränkungen, die im vorliegenden Fall nicht gültig sind.

Die Berechnung eines Diffusionskoeffizienten für den vorliegenden Fall ist schwierig und umfangreich, bedingt durch das System des Tropfens, das aus Strömungsfeld, Temperaturgradient und dem Verbrennungsvorgang besteht. So bewirkt z. B. die Flamme ein Cracken der verdunsteten Brennstoffe. Dies macht eine Betrachtung der Diffusionskoeffizienten der in der Flamme entstehenden Produkte erforderlich. Zusätzlich verändert sich auch die relative Lage der Flamme zum Tropfen sowohl im Verlauf der Fallstrecke als auch innerhalb einer Periode der Intermittenz bei abgestreifter Flamme.

Unter vereinfachten Bedingungen, d.h. ohne Verbrennung (nur Verdunstung) gibt es zahlreiche Formeln zur Berechnung des Verdunstungsmassenstroms (siehe Burger [32]). Ochs et al. [33] führten experimentelle und numerische Untersuchungen zur „convective vaporization of freely moving fuel droplets in a hot air flow“ durch. Das Verdunstungsverhalten von Tropfen aus mehreren Komponenten ist Bestandteil einer numerischen und experimentellen Betrachtung von Gartung et al. [34].

Da es sich bei der Tropfenverbrennung um eine sehr komplexe Kopplung aus chemischer Reaktion und Zweiphasenströmung mit Phasenänderung handelt, wird seit 1950 die „Spherical Symmetric Theory“ (Marchese [11]) als einfache Möglichkeit zu ihrer Untersuchung herangezogen. Hierbei gelten folgende Vereinfachungen:

- i) Kugelsymmetrie,
- ii) isolierter Tropfen in einem unendlich ausgedehnten Medium,
- iii) isobarer Prozess,
- iv) die chemischen Reaktionen laufen im Vergleich zur Diffusion unendlich schnell ab,
- v) konstante Gasphase, Transportgrößen und Wärmekapazität,
- vi) die Gasphase ist quasi-stationär,
- vii) konstante, einheitliche Tropfentemperatur,
- viii) vernachlässigbarer Dufour-Effekt (Diffusionswärmefluss, d.h. Energiefluss aufgrund eines Konzentrationsgradienten), Soret-Effekt (Thermodiffusion, d.h. Massenfluss aufgrund eines Temperaturgradienten) und Strahlung
- ix) einheitliche Lewiszahl für alle gasförmigen Komponenten,
- x) vernachlässigbarer Auftrieb.

Polyethylen:

Den Einfluss der inneren Zirkulation auf die Verbrennung eines Tropfens unter Graviationsbedingungen wurde Lung-Weei Huang und Chiun-Hsun Chen [3] untersucht. Beim Polyethylen handelt es sich um ein nicht newtonsches Medium großer Zähigkeit. Bei derartigen Materialien entsteht keine innere Zirkulation. Die zu untersuchende Phänomenologie ist demnach nicht ursächlich von einer inneren Zirkulation abhängig. Dies zeigt - neben den Versuchen mit Wattekugeln - auch ein Versuch im Rahmen der vorliegenden Arbeit, bei dem eine an der Oberfläche aufgeschmolzene Polyethylenkugel unter Abstrahlung von Schall brennend fiel.

Weitere Untersuchungen von Jog et al. [4] und Gogos et al. [35] beschäftigen sich mit der Tropfenverdampfung bei gleichzeitiger langsamer Bewegung der Tropfen.

- Strömungsfeld

Der Einfluss des Strömungsfeldes auf die zu untersuchenden Vorgänge wurde bereits mehrfach in dieser Arbeit hervorgehoben. In numerischen Berechnungen von Dryer [5, 6] wird für den Übergang von einer umhüllenden Flamme zu einer angehängten Flamme eine Reynoldszahlabhängigkeit ermittelt. Wie in Kapitel 4.4. gezeigt wird, hängt dieser Übergang entgegen den Ausführungen von Dwyer und Sanders [5] nicht von der Reynoldszahl, sondern von der Froudezahl ab. Nur der Umbruchpunkt ist von der Reynoldszahl abhängig.

Für den Einfluss einer Verdunstungsrate auf den Widerstandsbeiwert eines Tropfens und somit auf den Nachlauf des Tropfens gibt es in der Literatur widersprüchliche Angaben. In [6, 36] (Dwyer et al. bzw. Sanders et al.) wird gezeigt, dass der Widerstandsbeiwert mit zunehmender Verdunstungsrate abnimmt. Die Relativgeschwindigkeit zwischen dem Tropfen und dem Gas sinkt. Im Gegensatz hierzu wird in [37, 38] (Haywood und Renksizbulut) ein Anstieg des Widerstandsbeiwerts bei einer Tropfenbewegung mit Verdunstung beschrieben. Tatsächlich sind beide Varianten möglich, da der Tropfenwiderstand im Fall des verdunstenden Tropfenmaterials insbesondere von der Mischungstemperatur und der Viskosität der Mischung zwischen abgedampftem Tropfenmaterial und dem Umgebungsmedium abhängt.

- Zusammenfassung:

Die Vorgänge an einem fallenden brennenden Tropfen sind sehr komplex. Es gibt zahlreiche experimentelle und analytische bzw. numerische Untersuchungen unter vereinfachten Bedingungen. Eine zusammenfassende Modellbildung, die alle wichtigen Einflussfaktoren erfasst, ist nicht bekannt und erscheint angesichts der Komplexität der Vorgänge auch nicht möglich. Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit zunächst einige Messgrößen aufgenommen, mit deren Hilfe das Verhalten der Tropfen eingeordnet und beschrieben werden kann.

Bei der Berechnung der Fallgeschwindigkeit eines brennenden Tropfens kann längs der untersuchten Fallstrecke die Änderung der Tropfengröße vernachlässigt werden. Der Einfluss der Tropfenform wird ebenfalls vernachlässigt.

4.2. Tropfengröße und Tropfenform

Die Messung der Tropfengröße und Tropfenform erfolgte für alle Materialien durch Aufnahmen der Tropfen im Gegenlicht bei einer Verschlusszeit der Kamera von $1/10000$ s. Zur Gewährleistung einer möglichst geringen Unschärfe der Bilder wurden diese nach einer kurzen Fallstrecke der Tropfen und somit bei einer niedrigen Tropfengeschwindigkeit aufgenommen.

Bedingt durch den Prozeß des Ablösens schwingen die Tropfen aus Dodekan und Petroleum zu Beginn der Fallstrecke. Für Dodekantropfen liegt die kleinste Eigenschwingungsfrequenz zwischen 220 und 310 Hz. Detailliertere Ausführungen hierzu befinden sich im Anhang A3. Unter der Annahme einer zur Fallrichtung achsensymmetrischen Tropfenform wurde mittels der Werte für die Längs- und Quererstreckung der Tropfen ein mittlerer Tropfendurchmesser D gebildet (siehe Abb. 4.2).

- Tropfengröße

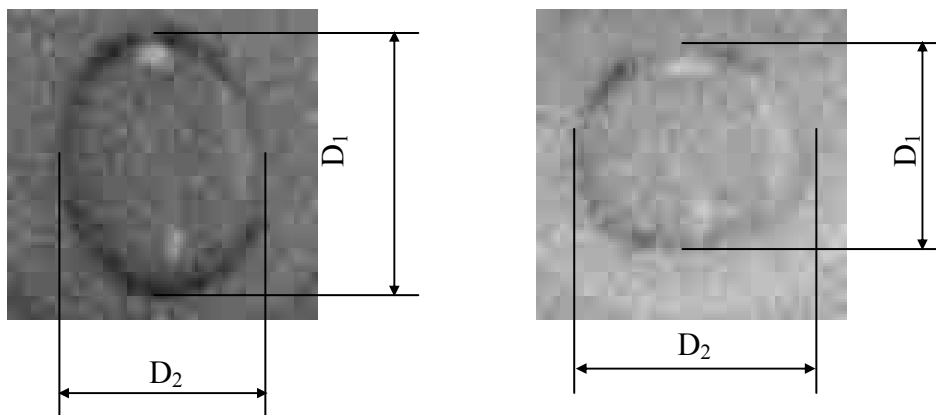


Abb. 4.2: Ermittlung des mittleren Durchmessers eines Dodekantropfens

Die Berechnung des mittleren Tropfendurchmessers erfolgte nach der Formel für ein Rotationsellipsoid:

$$D = \sqrt[3]{D_1 * D_2 * D_2} \quad (3)$$

mit $D_1 =$ Länge des Tropfens in Fallrichtung

$D_2 =$ Länge des Tropfens quer zur Fallrichtung.

Für die einzelnen Tropfenmaterialien ergaben sich nach einer Mittelung über je 10 bis 15 Tropfen folgende Mittelwerte der Tropfendurchmesser und die maximale prozentuale Abweichung des größten und kleinsten Tropfens von diesem Mittelwert und :

große Dodekantropfen:	$D = 2,78 \text{ mm}$	$\begin{matrix} +1,9\% \\ -3,0\% \end{matrix}$	somit	$\Delta m < 8,73 \%$
kleine Dodekantropfen:	$D = 2,20 \text{ mm}$	$\begin{matrix} +1,3\% \\ -0,7\% \end{matrix}$	somit	$\Delta m < 3,95 \%$
Petroleumtropfen:	$D = 2,81 \text{ mm}$	$\begin{matrix} +4,8\% \\ -4,1\% \end{matrix}$	somit	$\Delta m < 15,1 \%$
große Polyethylentropfen:	$D = 2,78 \text{ mm}$	$\begin{matrix} +5,7\% \\ -4,6\% \end{matrix}$	somit	$\Delta m < 18,1 \%$

Auf eine weitere statistische Auswertung bzw. Deutung der Daten wird angesichts der geringen Anzahl an Einzelereignissen verzichtet. Alle nachfolgenden Berechnungen beziehen sich auf die oben angeführten Mittelwerte.

- Tropfenform

Unmittelbar nach dem Ablösen unterliegen die Tropfen einer Schwingung mit großer Amplitude. Diese klingt mit zunehmender Fallzeit der Tropfen ab.

Tropfen aus Dodekan, Petroleum und aus aufgeschmolzenem Polyethylen weisen nach einer größeren Fallstrecke im Bereich des hinteren Staupunktes eine Abplattung auf (vgl. Abb. 4.3, markierte Kreise), wodurch der gesamte Tropfen linsenförmig wirkt. Im Falle des Polyethylens erscheint die Tropfenoberfläche am hinteren Staupunkt nicht glatt. Dies wird auf ein starkes Verdunsten von Tropfenmaterial aufgrund eines starken Eintrags von Strahlungsenergie durch die Flamme in diesem Bereich zurückgeführt. Den nachfolgenden Berechnungen in dieser Arbeit wird eine Kugelform der Tropfen zu Grunde gelegt.

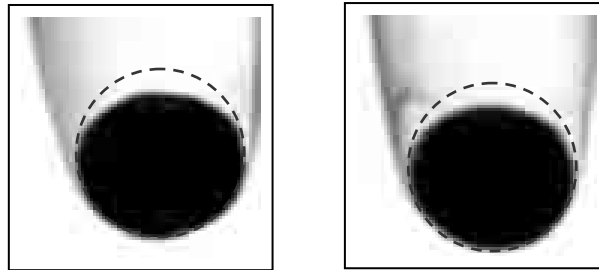


Abb. 4.3: Abweichung der Form zweier Polyethylentropfen nach etwa 35 cm Fallstrecke von der Kugelform

4.3. Geschwindigkeit der Tropfen

4.3.1. Messprinzip

Zur alleinigen Messung der Geschwindigkeit eines Tropfens gibt es zahlreiche unterschiedliche Verfahren. In der vorliegenden Arbeit war das Ziel einer einzigen Messung, die Geschwindigkeit des Tropfens und die Frequenz der Wirbelablösung gleichzeitig zu ermitteln. Hierbei erwies sich vor allem eine Methode als besonders geeignet:

- Optische Auswertung der Tropfenspur

Ein Tropfen weist unter Anstrahlung mit einer starken Lichtquelle einen Glanzpunkt auf, dessen Lage auf der Tropfenoberfläche allein von der Beobachtungsrichtung abhängt (siehe Abb. 4.4). Der Tropfen fällt in diesem Fall senkrecht zur dargestellten Zeichenebene, d.h. in Normalenrichtung. Bei einer längeren Verschlusszeit der Kamera (1/50 s) und unveränderter Beobachtungsrichtung registriert die Kamera als Spur eines fallenden Tropfens ein kurzes Geradenstück (vgl. Abb. 4.6), dessen Länge die gewünschte Information für die Geschwindigkeitsberechnung liefert. Voraussetzung hierfür sind parallele Lichtstrahlen auf dem Abschnitt der Fallstrecke des Tropfens, der von der Kamera erfasst wird.

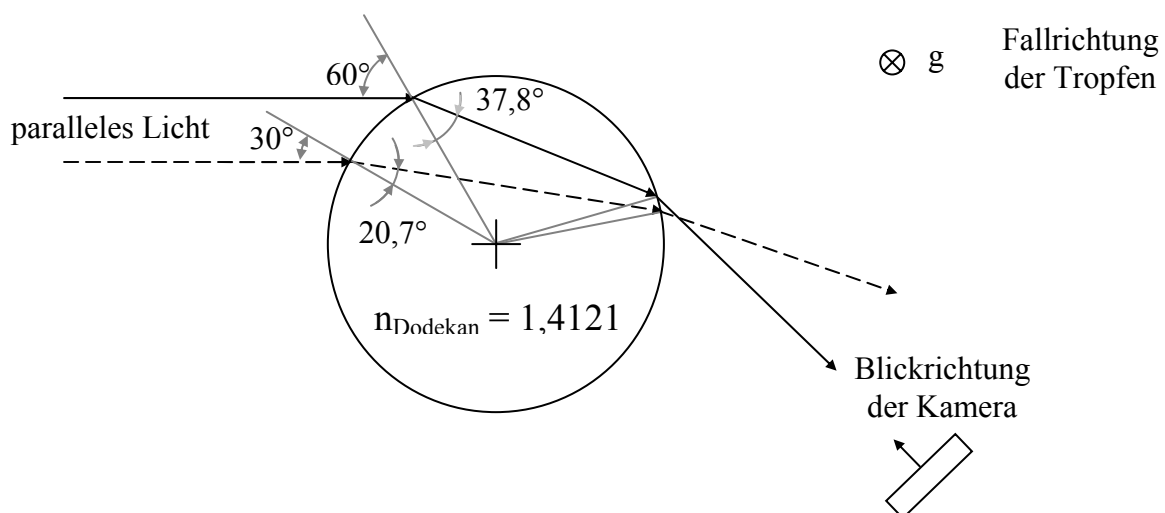


Abb. 4.4: Schematische Darstellung des Strahlengangs von parallelem Licht beim Auftreffen auf einen Dodekantropfen

Wie bereits in Kapitel 3.4 erläutert, hinterlässt die blaue Flamme des Tropfens nach der Umbruchphase nur bei einer längeren Verschlusszeit der Kamera ($\frac{1}{50}$ s) eine blaue Spur in den Aufnahmen. Diese Spur kann im Fall der Tropfen ohne periodische Ablösungen zur Ermittlung der Geschwindigkeit verwendet werden, nicht aber bei den intermittenten Tropfen. Dort würde die Variation der Lage der Flamme zum Tropfen innerhalb einer Periode der Frequenz einen Fehler bei der Ermittlung der Tropfengeschwindigkeit bewirken. Die Geschwindigkeitsmessung erfolgt daher immer über den Glanzpunkt des Tropfens.

Die Frequenz der Wirbelablösung kann aus der Anzahl der wirbelartigen Verdickungen (abgelöste Wirbelringe) in einer Tropfenspur bei bekannter Verschlusszeit der Kamera bestimmt werden (Abb. 4.5). Bei der Auswertung der Bilder wurde u.a. der Abstand zweier aufeinanderfolgender Wirbel gemessen. Mit Hilfe dieser Größe wurde die Anzahl der Perioden auf ein Viertel einer Periode genau bestimmt. Somit war eine genauere Bestimmung der Frequenz möglich.

Beispiel: $7\frac{1}{4}$ Verdickungen in $\frac{1}{50}$ s, d.h. eine Frequenz von 362,5 Hz.

Zur Minimierung des Ablesefehlers kann die Verschlusszeit erhöht werden. Die Spur des Tropfens und somit auch die Anzahl der Wirbelablösungen in einer Aufnahme wird dadurch größer und der Fehler von max. $\frac{1}{8}$ einer Periode wirkt sich weniger stark aus. Gleichzeitig führt eine größere Verschlusszeit zu einer Mittelung der Tropfengeschwindigkeit über einen größeren Bereich der Fallstrecke. Da der Tropfen einer abschnittsweise unterschiedlichen Beschleunigung unterliegt, entsteht bei der Zuordnung des berechneten Geschwindigkeitswertes zum Mittelpunkt der Tropfenspur ein Fehler, abhängig von der Größe des Geschwindigkeitsgradienten. Dieser Fehler vergrößert sich mit der zunehmenden Länge der Tropfenspur. In Abbildung 4.5 (siehe auch Abb. 3.14) erkennt man zwei Perioden der Wirbelablösung. Mittels der Verschlusszeit der Kamera wird aus der Anzahl der abgelesenen Perioden die Frequenz der Wirbelablösung berechnet.

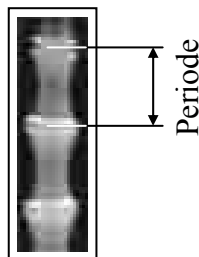


Abb. 4.5: Spur eines schallabstrahlenden Polyethylentropfens mit periodischer Wirbelablösung (siehe auch Abb. 3.14)

4.3.2. Auswertung der Messungen

In Abb. 4.6 ist ein Bildausschnitt wiedergegeben, in dem die Spur des Glanzpunktes registriert wurde. Mit Hilfe der eingeblendeten Skala wird die Länge der Spur ermittelt. Die gemessene Geschwindigkeit des Tropfens, die sich aus der Spurlänge und der Verschlusszeit der Kamera ergibt, wird dem Mittelpunkt der Fallstrecke des Tropfens zugeordnet (mittlerer Pfeil). Somit erhält man aus dieser Messung Geschwindigkeits-Weg-Kurven (Abb. 4.7).

Da die Tropfenspuren unterschiedliche Lagen innerhalb des Bildausschnitts einnehmen, werden sowohl die Länge der Spuren als auch ihre Mittelpunktlagen über eine Anzahl von jeweils mehr als 25 Einzelmessungen gemittelt. Als Resultat erhält man aus der gemittelten Spurlänge eine Geschwindigkeit und aus der gemittelten Mittelpunktlage den Ort der Tropfengeschwindigkeit. Neben der Streuung der Tropfendurchmesser und der unterschiedlichen Lagen der Tropfenspurmittelpunkte wirkt sich hier auch die Ablesegenauigkeit auf den Fehler dieser Messung aus.

Für Dodekantropfen und Petroleumtropfen liegt die maximale Abweichung zwischen dem Wert einer Einzelmessung und dem jeweils zugehörigen gemittelten Wert für alle Messungen unter $\pm 5\%$. Das zugehörige Mess- und Auswertungsprinzip ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Der rote Pfeil gibt dabei den Ort an, dem die berechnete Geschwindigkeit zugeordnet wird.

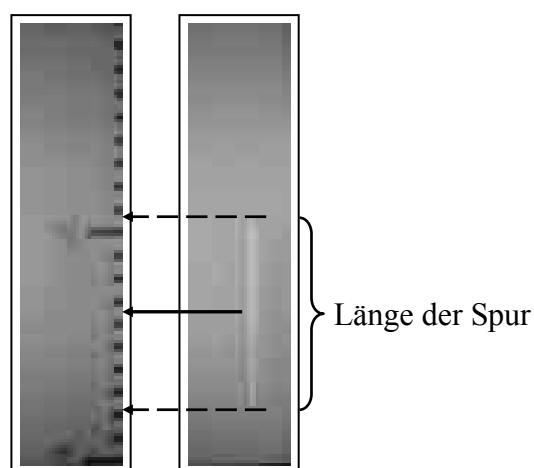


Abb. 4.6: Prinzip der Auswertung der Messdaten zur Berechnung der Fallgeschwindigkeit von Dodekantropfen

4.3.3. Messergebnisse

In den nachfolgenden beiden Diagrammen sind die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen und die berechneten Reynoldszahlen aufgetragen, gebildet mit der kinematischen Zähigkeit von Luft bei 20 °C, für brennend fallende Tropfen der drei Medien: Polyethylen, Dodekan und Petroleum.

Polyethylen, Dodekan und Petroleum.

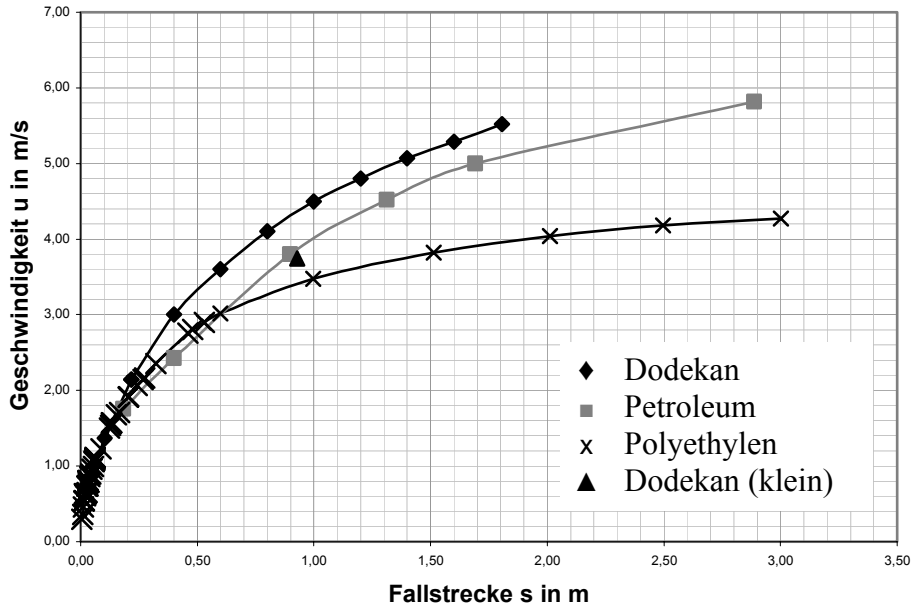


Abb. 4.7: Geschwindigkeits-Weg-Diagramm für brennend fallende Tropfen unterschiedlicher Materialien

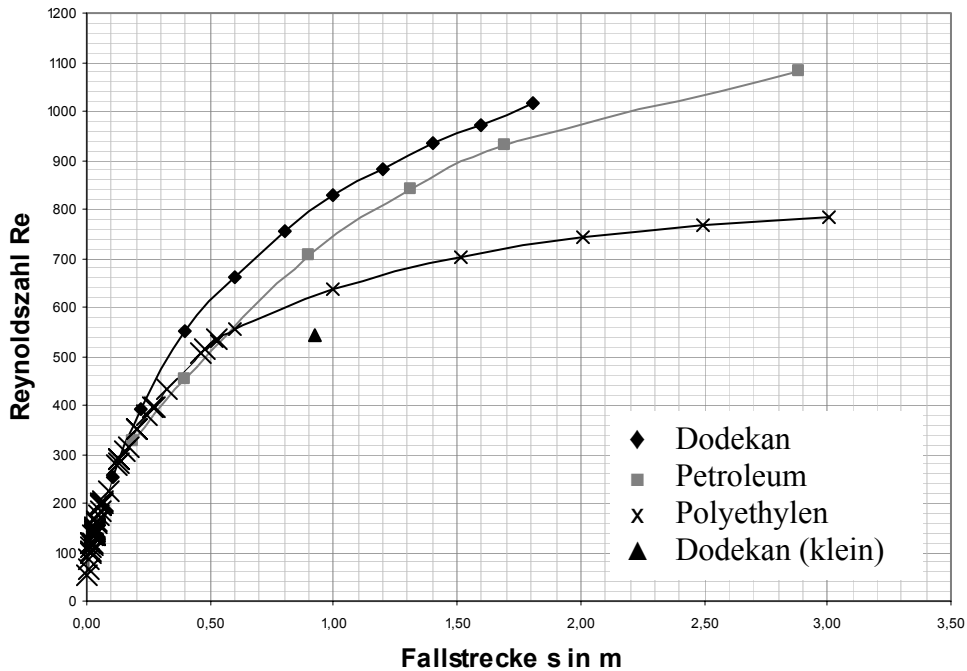


Abb. 4.8: Reynoldszahl-Weg-Diagramm für brennend fallende Tropfen (Dodekan, Petroleum und Polyethylen)

Eine einfache Deutung der beiden vorangegangenen Diagramme ist ohne Kenntnis einiger wichtiger Einflussgrößen - wie Tropfengröße und Fluidichte - auf die Fallgeschwindigkeit eines Tropfens nicht möglich. Daher werden zunächst diese Größen genauer untersucht. Die Geschwindigkeitswerte, die zur Darstellung der Kurven in den Diagrammen der Abb. 4.7 und 4.8 herangezogen wurden, wurden alle an intermittenten Tropfen gemessen.

Im Falle von Dodekan und Petroleum können brennend fallende Tropfen auch ohne intermittente Verbrennung erzeugt werden. Auf dieses Phänomen wird im Abschnitt 4.3.6 eingegangen. Die Abbildung 4.13 zeigt einen Vergleich der charakteristischen Geschwindigkeitsverläufe von Dodekantropfen mit und ohne Schallabstrahlung (Intermittenz).

Die beiden wichtigsten Einflussgrößen werden im Folgenden untersucht:

- Tropfengröße

Die Durchmesser der untersuchten Tropfen von Dodekan ($D = 2,78 \text{ mm}$), Polyethylen ($D = 2,78 \text{ mm}$) und von Petroleum ($D = 2,81 \text{ mm}$) sind nahezu gleich, was einen Vergleich der Geschwindigkeits-Weg-Kurven erleichtert. In Abb. 4.8 ist die berechnete Reynoldszahl über der Fallstrecke s aufgetragen. Die Reynoldszahl wurde hier mit der kinematischen Viskosität der Außenströmung (Temperatur: 20 °C , Luftdruck: 1013 hPa) gebildet. Das Diagramm ermöglicht eine Beurteilung der Messdaten unabhängig vom Einfluss des Durchmessers. Betrachtet man den Fall einer kalten, nicht abdampfenden Kugel, so hat neben der Tropfengröße vor allem die Masse der Kugel (des Tropfens) - und somit bei bekanntem Durchmesser die Dichte des Materials - einen deutlichen Einfluss auf den Verlauf der Geschwindigkeitskurven.

- Dichte der Materialien am Abtropfpunkt

Am Abtropfpunkt besitzt das Dodekan eine Temperatur von etwa 180 bis 200 °C . Für die Dichte des flüssigen Dodekans gilt: $0,605 \text{ kg/dm}^3 < \rho < 0,624 \text{ kg/dm}^3$. Ein Diagramm für den Dichteverlauf von flüssigem Dodekan über der Temperatur ist im Anhang B2 wiedergegeben. Die Daten hierfür wurden gemäß den Richtlinien des VDI-Wärmeatlasses [39] berechnet.

Für Polyethylen konnten keine Werte für den temperaturabhängigen Dichteverlauf ermittelt werden. Aus diesem Grund wurden unmittelbar nach dem Abtropfen zwanzig Tropfen aufgefangen und gewogen. Anhand des (gemessenen) mittleren Durchmessers eines Polyethylentropfens konnte eine mittlere Dichte am Abtropfpunkt berechnet werden. Sie beträgt $\rho = 0,47 \text{ kg/dm}^3$ und liegt damit deutlich unter dem Wert für Dodekantropfen.

Die Dichtebestimmung von Petroleum ist exakt nicht möglich, da ein Gemisch aus mehreren Komponenten vorliegt. Für den benötigten Temperaturbereich liegen für diese Dichtewerte keine Daten vor und können auch aufgrund von leichtflüchtigen Anteilen in einem einfachen Versuch nicht bestimmt werden.

Zur Beurteilung des Einflusses der Dichte eines Tropfens auf seine Fallgeschwindigkeit wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels nur für Dodekan und Petroleum eine Berechnung durchgeführt.

4.3.4. Modell zur Verdunstung fallender Tropfen in heißer Umgebung

Untersuchungen an beschleunigt fallenden brennenden Tropfen sind bislang nicht durchgeführt worden. Wie bereits aus Kapitel 3 bekannt, befindet sich die Flamme ab einer gewissen Fallstrecke in einigem Abstand zum Tropfen in dessen Nachlauf. Auf Grund dieser Tatsache kann man den Tropfen mit seiner unmittelbaren, für den Widerstandsbeiwert gegenüber der Strömung relevanten Umgebung als einen rein verdunstenden Tropfen betrachten. Im Gegensatz zu bisherigen Untersuchungen zu verdunstenden Tropfen von Ochs et al. [33] und Renksizbulut et al. [40] ist das Temperaturgefälle bei den vorliegenden Experimenten entgegengesetzt, d.h. ein heißer Tropfen fällt in kalter Umgebung. Über der Tropfenoberfläche wird dabei eine einheitliche Verdunstungsrate angenommen. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird dies kurz als „symmetrische“ Verdunstung bezeichnet.

Wie in Ochs et al. [33] gezeigt, lassen sich die Widerstandsbeiwerte eines verdunstenden Tropfens - idealisiert als Kugel betrachtet - und eines nicht verdunstenden Tropfens durch ein Korrekturglied B_h beschreiben:

$$C_D = C_{D,0} (1 + B_h)^{-0,2}. \quad (4)$$

Nach Rensizbulut et al. [40] kann auf obige Korrektur verzichtet werden, wenn man die Reynoldszahl statt auf die übliche Weise (mit den Werten der Außenströmung) in einer modifizierten Art bildet:

$$\text{Re}_t = \rho_s u_s D / \mu_t. \quad (5)$$

Der Index t weist dabei auf eine besondere Form für eine Mischungsregel hin. Bei einer Mischungsregel berechnen sich die Stoffwerte einer Mischung - z.B. des Gasgemisches um einen verdunstenden Tropfen - gemäß nachfolgender Formeln aus den Stoffwerten an der Tropfenoberfläche (Index „d“ für droplet) und den Werten der Außenströmung (Index „s“ für stream) gewichtet mit einem Faktor r. Der Index t weist dabei auf die sog. $1/3$ -Regel hin, bei der für den Faktor r der Wert $1/3$ eingesetzt wird. Für Filmbedingungen (Filmsieden) gilt beispielsweise $r = 1/2$. Die Werte für die Temperatur und für die dynamische Viskosität eines Gasgemisches folgen aus:

$$T_r = T_d + r (T_s - T_d) \quad \text{und} \quad (6)$$

$$\mu_r = \mu_d + r (\mu_s - \mu_d). \quad (7)$$

Für einen nicht verdunstenden Tropfen muss entsprechend dieser Regel $r = 1$ gesetzt werden, da die dynamische Viskosität allein auf das den Tropfen umgebende Material zurückzuführen ist. Mit abnehmendem Faktor r nimmt der Einfluss des gasförmigen Tropfenmaterials zu, das in die Berechnung der dynamischen Viskosität eingeht. Dies ist der Fall, wenn die Verdunstungsrate des Tropfens steigt. Im zweiten Extremfall ($r = 0$) verdunstet der Tropfen so stark, dass sich um den Tropfen eine Atmosphäre aus reinem, dampfförmigem Dodekan bildet, in der der Tropfen fällt. In der Realität ist ein solcher Fall nicht erreichbar, da die Verdunstungsrate ins Unendliche steigen müsste. Gleichwohl dient dieser Fall gemeinsam mit dem Fall $r = 1$ der Bestimmung eines Bereichs, in dem die Fallgeschwindigkeit eines „symmetrisch“ verdunstenden Tropfens liegen muss.

Die Herleitung der Bewegungsgleichung für fallende brennende Tropfen wird im Anhang A1 durchgeführt. Dabei spielt u.a. der Widerstandsbeiwert eine wichtige Rolle. In der Literatur findet man verschiedene Näherungsformeln für den Widerstandsbeiwert von starren Kugeln. Zur besseren Auswahl einer geeigneten Näherungsformel wurden drei dieser Formeln Messwerten an Kugeln gegenübergestellt. Die Messwerte wurden einem Diagramm aus Schlichting [41] entnommen. Anhand des Diagramms fiel die Wahl der verwendeten Näherungsformel für die weiteren Berechnungen auf die Formeln von Turns [31].

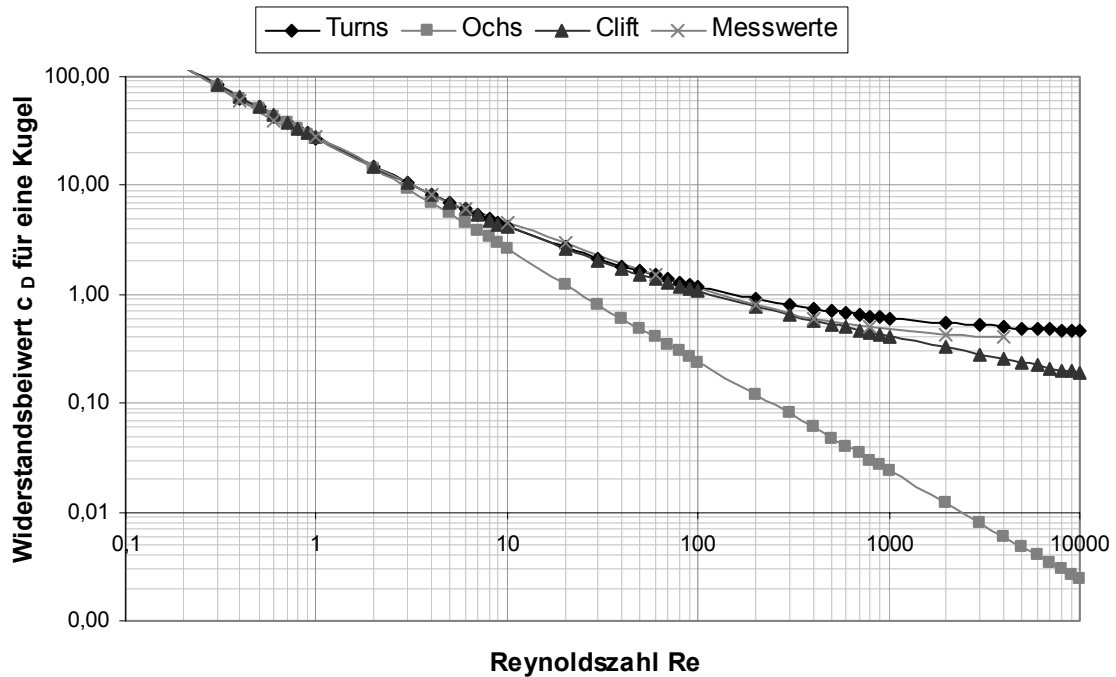


Abb. 4.9: Widerstandsbeiwert einer kalten Kugel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl (Vergleich der Näherungen von Turns, Ochs und Clift mit den Messwerten von Schlichting)

Der Fall der Tropfen kann mit folgender Gleichung für die Abhängigkeit des Fallweges s von der erreichten Geschwindigkeit u beschrieben werden:

$$s(u) = \int_0^u \frac{C_3 \bar{u} - C_4 \bar{u}^2}{g C_3 - (g C_4 + C_1 C_3) \bar{u} + (C_1 C_4 - C_2 C_5 - C_3 C_7) \bar{u}^2 + C_2 C_6 \bar{u}^{5/2} + C_4 C_7 \bar{u}^3} d\bar{u}. \quad (8)$$

Im Anhang A1 befindet sich eine Berechnung der benötigten Konstanten C_1 bis C_7 . Die Berechnungen mit der „symmetrischen“ Theorie wurden für Dodekan durchgeführt und in der Abbildung 4.10 mit den Ergebnissen der Messung verglichen.

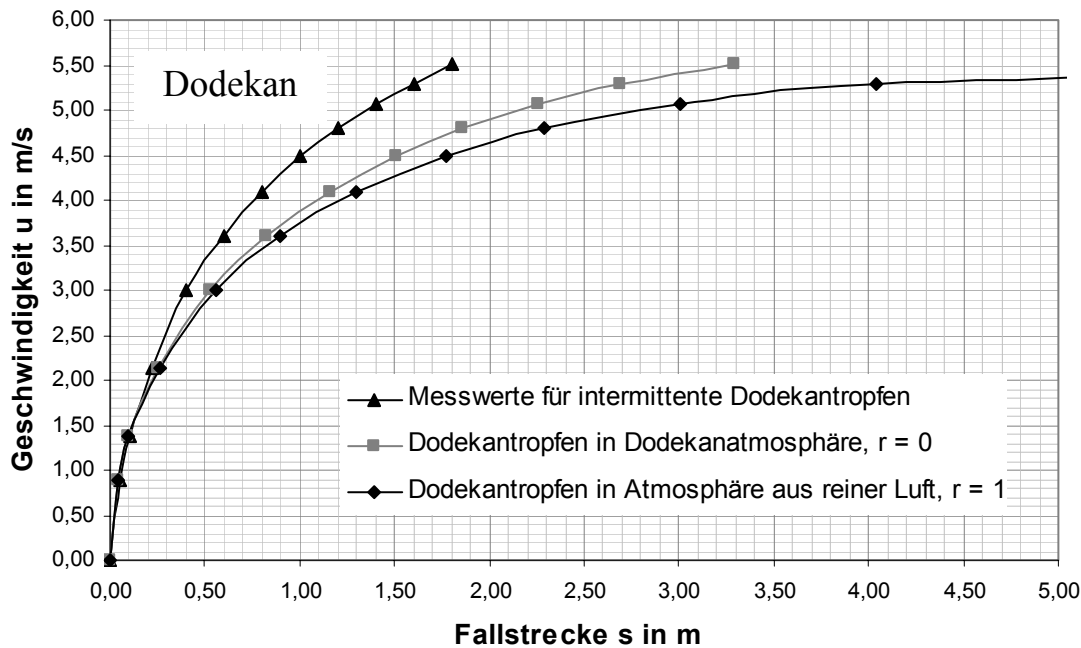


Abb. 4.10: Vergleich der berechneten und der gemessenen Geschwindigkeits-Weg-Kurven für Dodekantrophen unter Annahme einer symmetrischen bzw. gleichmäßigen Verdunstungsrate auf der Tropfenoberfläche

4.3.5. Ergebnis der Berechnungen unter Annahme einer „symmetrischen“ Verdunstung

Wie man aus der Abb. 4.10 leicht erkennt, kann der gemessene Verlauf der Tropfengeschwindigkeit über der Fallstrecke unter Annahme einer gleichmäßigen Verdunstungsrate nicht erklärt werden. Selbst bei einer Änderung der Oberflächentemperatur der Tropfen ändert sich die Lage der Kurven für $r = 1$ und $r = 0$ nur unwesentlich. Die gemessenen Tropfengeschwindigkeiten liegen deutlich oberhalb der berechneten Werte.

Diese Differenzen sind auf eine unsymmetrische Verdunstung im stromabwärts gelegenen Teil des Tropfens zurückzuführen. Der durch die Wärmestrahlung der Flamme ausgelöste Massenausstoß (Verdunstung im Bereich des hinteren Staupunktes) bewirkt einen Impuls in Fallrichtung und somit eine zusätzliche Beschleunigung am fallenden Tropfen.

Zu Beginn des Fallwegs ist das Tropfenmaterial auf hoher Temperatur und die Anströmgeschwindigkeit niedrig. Die Verdunstung des Tropfens kann in diesem Bereich gemäß Reitz und Diwakar [30] bis zu einer Reynoldszahl von $Re = 20$ als symmetrisch betrachtet werden. Im Gegensatz zu Tropfen in einer heißen Atmosphäre kühlen die Tropfen im vorliegenden Fall besonders im Bereich des vorderen Staupunktes nach Abstreifen der umhüllenden Flamme ab. Durch innere Zirkulation kann auf konvektivem Wege ein Temperaturausgleich geschaffen werden. Untersuchungen von Lung-Weei Huang und Chiun-Hsun Chen [3] zeigen, dass sich im Inneren größerer Tropfen durch innere Zirkulation bis zu drei horizontale Wirbelbereiche (zwei in der Abb. 4.11) bilden können, die - angewandt auf den hier vorliegenden Fall - einen Transport von heißem Tropfenmaterial aus dem Bereich des hinteren Staupunktes des Tropfens bis zum vorderen Staupunkt verhindern.

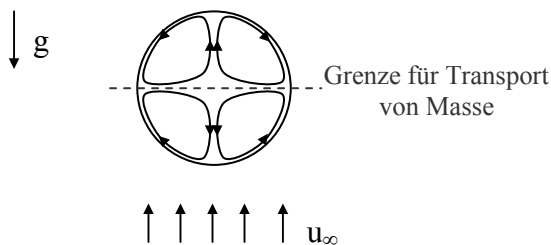


Abb. 4.11: Wirbelbereiche im Inneren eines Tropfens bei erhöhter Anströmung (Ausbildung eines Hillwirbels im Tropfen)

In [42] (Sadhal und Ayyaswamy) wird von einem Zusammenbrechen der inneren Zirkulation von verdunstenden Tropfen im Falle einer zu großen radialen Verdunstungsgeschwindigkeit berichtet. Dies kann im Bereich des hinteren Staupunktes des Tropfens nicht ausgeschlossen werden, da die Energiezufuhr zum Tropfen durch Strahlung der Flamme sich im Wesentlichen auf diesen Teil des Tropfens beschränkt. Eine im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführte Temperaturmessung an einer angeströmten, brennenden, mit Dodekan getränkten Wattekugel bei abgestreifter Flamme (Abb. 4.12) erbrachte je nach Abstand der Flamme zum hinteren Staupunkt eine Temperatur von 700 °C bis 1000 °C im Bereich des hinteren Staupunktes und Umgebungstemperatur (20 °C) am vorderen Staupunkt.

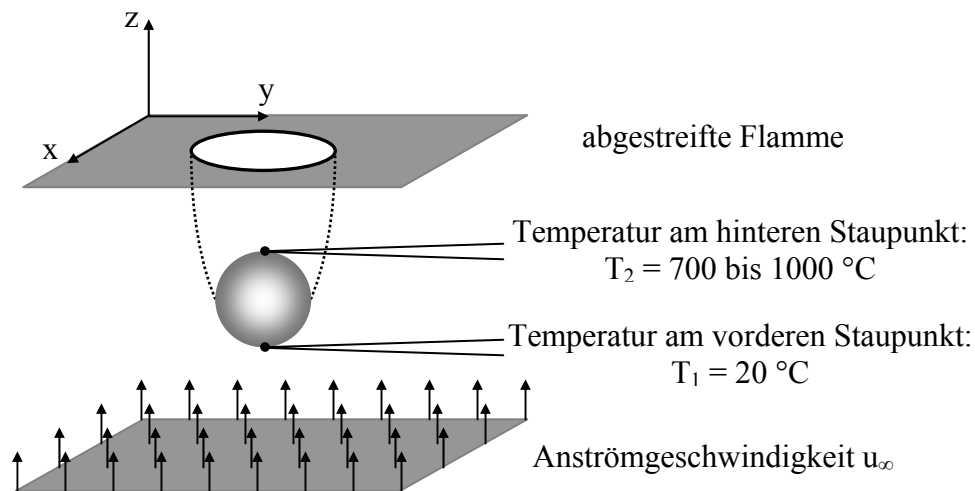


Abb. 4.12: Lage der Temperaturfühler am vorderen und hinteren Staupunkt einer brennenden Wattedropfen (getränkt mit Dodekan)

Die unterschiedlichen Temperaturen im Bereich des vorderen und des hinteren Staupunktes bewirken an Tropfen einen Gradienten der Oberflächentemperatur und damit verbunden einen Gradienten der Oberflächenspannung, der im Bereich des vorderen Staupunktes am größten ist. Entsprechend dem Spannungsgradienten tritt eine Marangonikraft (Papageorgiou [43]) auf. Sie wirkt entgegen der Reibungskraft der Strömung an der Tropfenoberfläche und somit entgegen der Ursache der inneren Zirkulation.

Eine Aussage darüber, ob eines der oben erwähnten Phänomene unter den in dieser Arbeit gegebenen Bedingungen auftritt, ist nicht möglich. Da aber der Geschwindigkeitsverlauf der Tropfen über der Fallstrecke nicht allein mit veränderten Umgebungsbedingungen aufgrund der Mischungsregel begründet werden kann (vgl. Abb. 4.13), liegt zwangsläufig eine weitere Einflussgröße vor. Anhand der berechneten Werte für die Beschleunigung der verdunstenden Tropfen in einer Umgebung aus Luft ergibt sich eine zusätzlich beschleunigende Kraftwirkung ab einer gewissen Fallstrecke. Dieser Effekt beruht auf einer „unsymmetrischen“ Verdunstung, überwiegend im hinteren Bereich des Tropfens. Hierdurch erhält der Tropfen einen zusätzlichen Impuls durch Massenausstoß, also eine Beschleunigung ähnlich dem einseitigen Massenausstoß beim Antrieb einer Rakete.

Bei den Tropfen in dieser Arbeit liegt vor dem Abstreifen der Flamme die größte Diffusionsrate an Tropfenmaterial im Bereich des vorderen Staupunktes vor, da hier die Grenzschichtdicke am geringsten und somit der Konzentrationsgradient am größten ist. Entsprechend werden diese Tropfen durch ihre Verdunstung im Vergleich zu nicht verdunstenden Tropfen gebremst, d.h. sie fallen mit reduzierter Erdbeschleunigung, die unter dem Wert für $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ liegt. Berechnungen, basierend auf den Messdaten für Dodekantropfen, haben dies gezeigt (Anhang A1).

4.3.6. Vergleich von Messungen mit berechneten Tropfengeschwindigkeiten

In einem weiteren Geschwindigkeits-Weg-Diagramm (Abb. 4.13) sind die Messwerte von Dodekantropfen (mit und ohne akustische Abstrahlung) den berechneten Geschwindigkeitswerten für die zwei Mischungsfaktoren r gegenübergestellt:

- ein nicht verdunstender Tropfen, der in reiner Luft fällt ($r = 1$), und
- ein Tropfen, der in einer Atmosphäre aus dampfförmigem Dodekan ($r = 0$) fällt.

Wie aus der Abb. 4.13 ersichtlich, ist die Differenz der Geschwindigkeit von intermittenten und nicht intermittenten, brennend fallenden Dodekantropfen nach 1,0 m Fallstrecke wesentlich größer als die Differenz der beiden berechneten Kurven für $r = 0$ und $r = 1$. Auch diese Tatsache lässt sich nur durch einen einseitigen Impuls auf Grund eines Massenausstoßes erklären. In der Tendenz stimmt das Verhalten der intermittenten und nicht intermittenten Tropfen mit der Annahme eines zusätzlichen Impulses überein: Die Mittelwerte der Geschwindigkeiten für nicht singende Tropfen liegen bei tieferen Werten als die Werte für singende Tropfen, da ihre Verdunstungsrate niedriger ist.

Mit zunehmender Fallstrecke nähern sich die Geschwindigkeiten für intermittente und nicht intermittente Tropfen an. Allein durch die unterschiedliche Verringerung des Tropfendurchmessers auf Grund einer unterschiedlich hohen Verdunstungsrate kann dieser Sachverhalt nicht erklärt werden. Bereits in Kapitel 3.4 wurde gezeigt, dass einige Dodekantropfen vom nicht intermittenten in den intermittenten Zustand übergehen. Als Ursache dafür kann eine Erhöhung der Tropfentemperatur und somit eine erhöhte Verdunstungsrate während des Falls angenommen werden, die auch hier die Annäherung der Geschwindig-

keits-Weg-Kurven erklären kann. Da zwei unabhängig voneinander gefundene Zusammenhänge in die gleiche Richtung weisen, wird dieser Zusammenhang als zutreffend betrachtet.

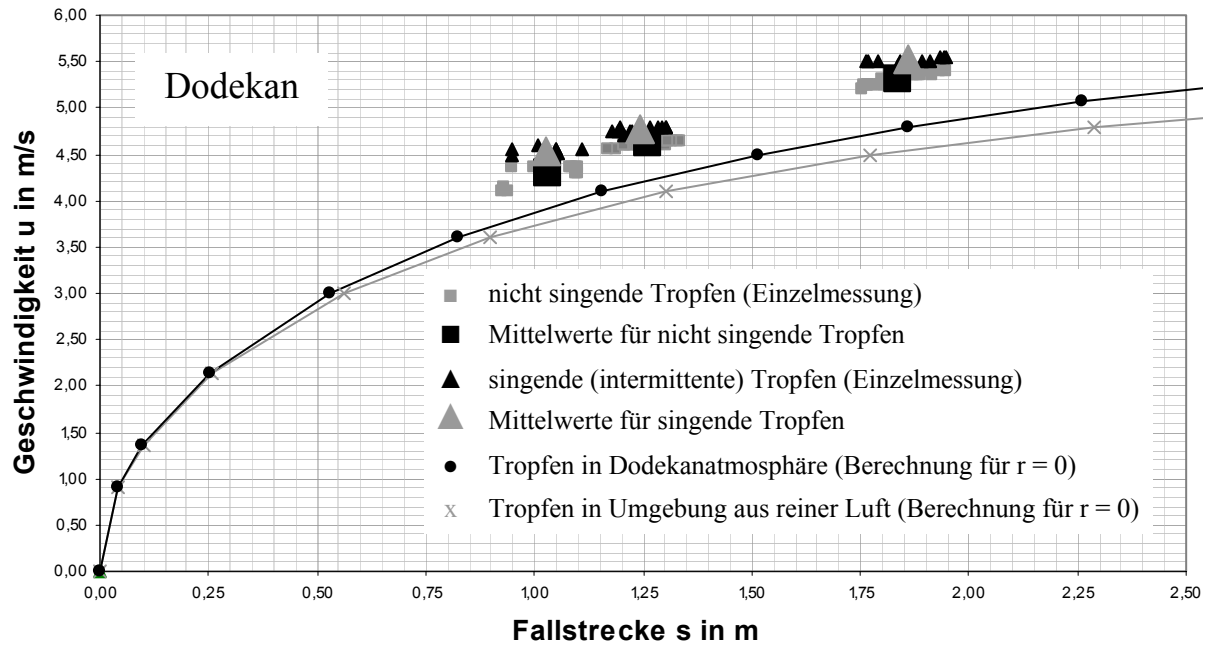


Abb. 4.13: Vergleich der berechneten Geschwindigkeits-Weg-Kurven mit den gemessenen Werten für intermittente und nicht intermittente Tropfen aus Dodekan

4.3.7. Übergang zur „nicht symmetrischen“ Verdunstung

Mittels einer - über die gesamte Tropfenoberfläche - konstanten Verdunstungsrate können die gemessenen Geschwindigkeitswerte der Dodekantropfen nicht erklärt werden. Daher wird zu einer nicht symmetrischen Verteilung der Verdunstungsrate übergegangen, die in die Kräftebilanz am Tropfen in Form einer zusätzlichen Kraft in Folge eines Massenausstoßes in Fallrichtung eingeht. Diese Kraft ist unabhängig von der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umgebung und wird daher in den weiteren Berechnungen durch einen zusätzlichen Term zur Erdbeschleunigung $g \rightarrow g + \Delta g$ berücksichtigt (vgl. Anhang A1).

Zu Beginn des Tropfenfalls umschließt die Flamme den Tropfen vollkommen. In diesem Bereich ist die Tropfenverdunstung noch einigermaßen symmetrisch. Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit weicht die Flammenfront in den Tropfennachlauf zurück, und die Verdunstung findet überwiegend im stromabwärts gelegenen Teil des Tropfens statt. Mit abnehmender Verdunstungsrate im vorderen Bereich des Tropfens ändert sich auch das Mischungsverhältnis von Luft und verdunstetem Material in der unmittelbaren Tropfenumgebung. Da diese Effekte nicht im Einzelnen evaluiert werden können und um die Zahl der variablen Berechnungsparameter gering zu halten, wird auch diesen Einflüssen im zusätzlichen Erdbeschleunigungswert Δg Rechnung getragen.

Für Dodekantropfen ergibt sich dabei die Notwendigkeit einer Einteilung in drei Beschleunigungsbereiche:

- Tropfen mit umhüllender Flamme,
- Tropfen mit der Flamme im Nachlauf, aber noch vor dem Umbruchpunkt und
- Tropfen nach dem Umbruchpunkt.

Für Polyethylen wurde die Fallstrecke auf Grund der berechneten Beschleunigungswerte in zwei Bereiche unterteilt:

- Tropfen vor und
- Tropfen nach dem Umbruchpunkt.

Wie die Abbildung 4.14 zeigt, unterscheiden sich die resultierenden Beschleunigungswerte $g + \Delta g$ in den einzelnen Bereichen des Tropfenfalls sowohl für Dodekan als auch für Polyethylen recht deutlich. Auch in ihrem tendenziellen Verhalten sind die beiden Stoffe nicht vergleichbar.

Dodekan weist im Vergleich zu Polyethylen eine wesentlich größere Verdunstungsrate auf. Bei umhüllender Flamme liegt die größte Verdunstungsrate im Bereich des vorderen Staupunktes, wodurch der Tropfen im Vergleich zu einem kalten Tropfen „gebremst“ fällt. Nach dem Abstreifen der Flamme erhält der Tropfen den bereits erwähnten Impuls durch nicht symmetrische Verdunstung. Nach der Umbruchphase nähert sich die Flamme dem Tropfen. Dadurch erhöht sich die Verdunstungsrate des Tropfens. Bedingt durch deren Unsymmetrie steigt der einseitige Massenausstoß und somit auch die relative Beschleunigung weiter an.

Beim Polyethylen ist die Verdunstungsrate sehr gering. Folglich ist auch der Einfluss des verdunstungsbedingten Impulses ebenso wie die Wirkung der Flamme vernachlässigbar (vgl. hierzu die Geschwindigkeits-Weg-Kurven von Polyethylen und Dodekantropfen in Abb. 4.14). Im Bereich niedriger Fallgeschwindigkeiten, in dem sich die Wirkung des Strömungswiderstands noch kaum bemerkbar macht, fällt der Polyethylentropfen daher nahezu mit Erdbeschleunigung (Fehler: 2 %). Bei größerer Fallgeschwindigkeit wirkt sich der Strömungswiderstand wie folgt aus:

Der sich abkühlende, aber dennoch sehr heiße Tropfen ($T = 300$ bis 340 °C) führt zu einer - im Vergleich zu einem kalten Tropfen - erhöhten Temperatur der Grenzschichtbereiche. Diese bestehen auf Grund der geringen Verdunstungsrate zu einem sehr hohen Anteil aus Luft, deren Viskosität sich mit steigender Temperatur erhöht. Folglich liegt der Widerstandsbeiwert höher und damit die relative Beschleunigung unterhalb des Wertes für einen kalten Tropfen.

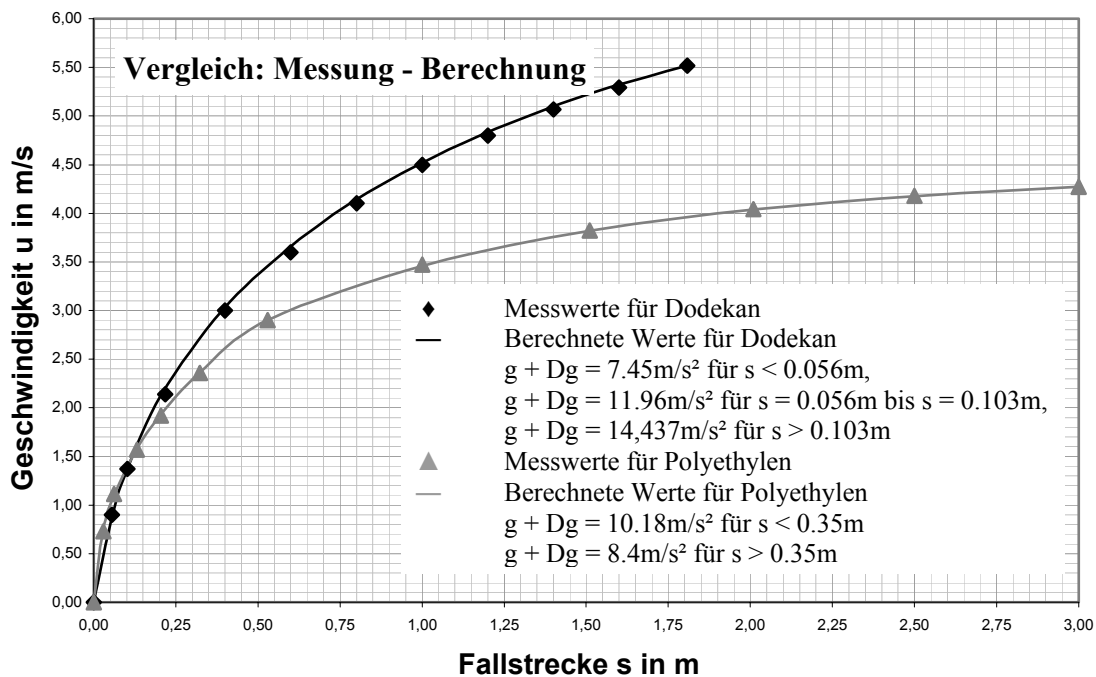


Abb. 4.14: Vergleich der Messergebnisse mit den Ergebnissen der Anpassung der Geschwindigkeits-Weg-Kurven durch Variation der wirksamen Beschleunigung $g + \Delta g$ für brennend fallende Dodekan- und Polyethylentropfen

Mit dieser Anpassung lassen sich gemäß den Formeln im Anhang A1 die Fallzeiten t berechnen. Dies ermöglicht die Erstellung von Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Diagrammen, die in Abb. 4.15 und 4.16 dargestellt sind. Zu berechnen ist das Integral:

$$t = \int_0^u \frac{C_3 - C_4 \bar{u}}{g C_3 - (g C_4 + C_1 C_3) \bar{u} + (C_1 C_4 - C_2 C_5 - C_3 C_7) \bar{u}^2 + C_2 C_6 \bar{u}^{5/2} + C_4 C_7 \bar{u}^3} d\bar{u} . \quad (9)$$

4.3.8. Berechnete Geschwindigkeits-Zeit-Kurven und Weg-Zeit-Kurven

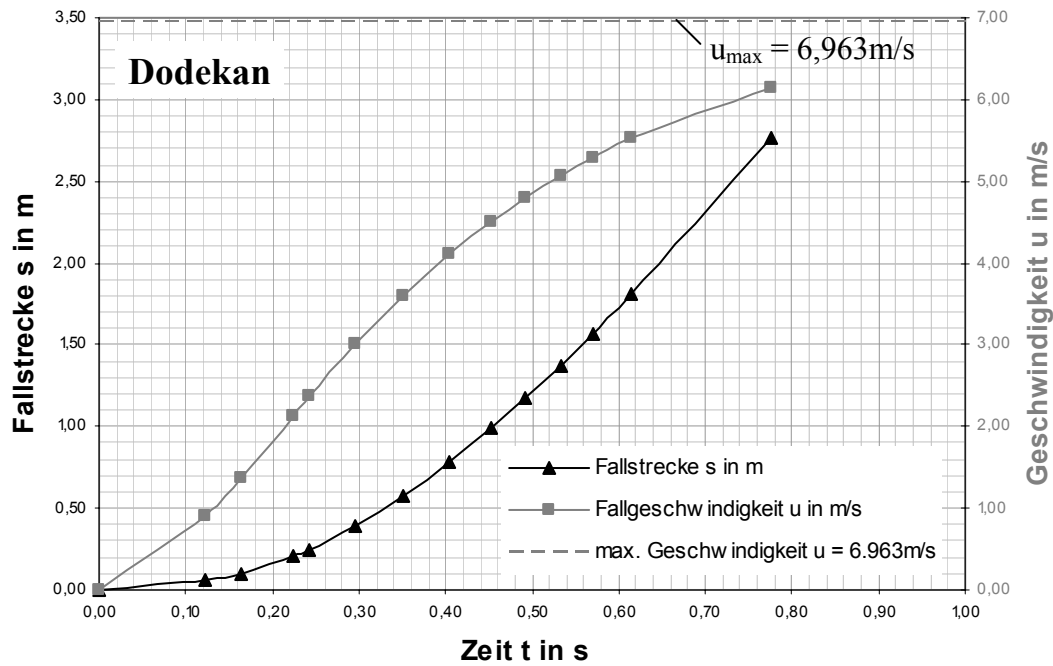


Abb. 4.15: Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm für Dodekantropfen

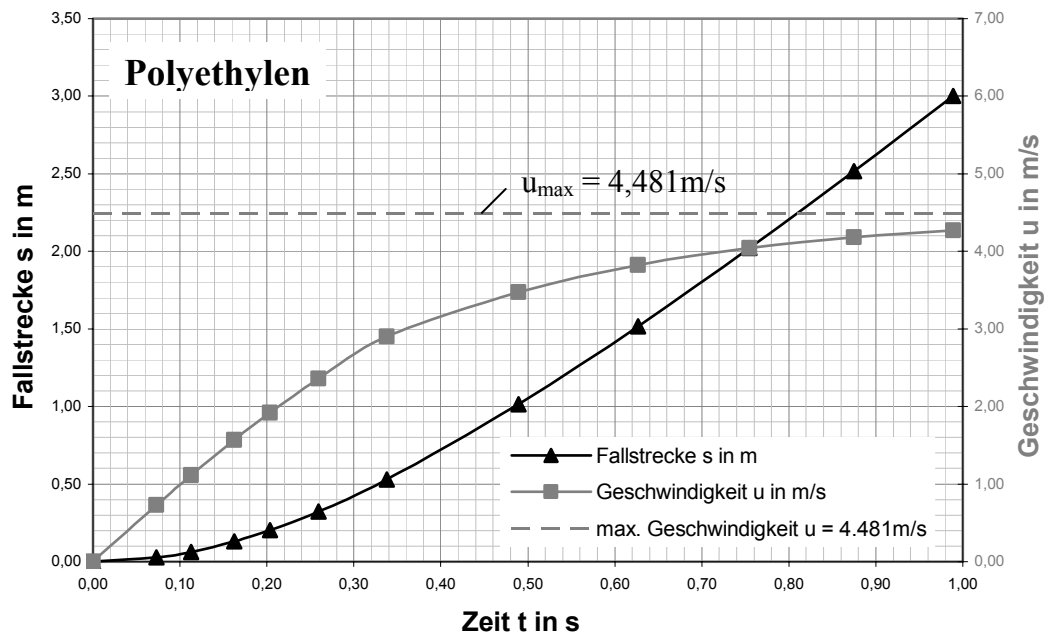


Abb. 4.16: Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm für Polyethylentropfen

4.4. Frequenz der Schallabstrahlung (siehe auch Anhang A4)

Am System des beschleunigt bewegten brennenden Tropfens sind als Ursache für das Auftreten von Schall Druckschwankungen auf Grund von Instabilitäten verantwortlich. Je nach Art der Instabilität führt die Anwesenheit einer Flamme zu einer Erhöhung der Druckdifferenz bei der Druckschwankung gegenüber dem Fall ohne Flamme oder sie ist Ursache für die Entstehung der Instabilität.

4.4.1. Messung der Frequenz

Das Messprinzip wurde bereits in Kapitel 4.3.1 beschrieben. In Abbildung 4.18 sind die Ergebnisse der Messung aufgetragen. Die abgestrahlte Frequenz, die im unteren hörbaren Bereich liegt, steigt mit zunehmender Fallstrecke an. Bei kleinen Fallstrecken ist dieser Anstieg zunächst groß, bevor er mit zunehmender Fallstrecke immer geringer wird. Zum gleichen Ergebnis führt die Auftragung der Reynoldszahl über der Fallstrecke (Abbildung 4.19). Die Reynoldszahl wurde hierbei mit der kinematischen Zähigkeit von Luft bei einer Temperatur von 20 °C und einem Luftdruck von 1013 hPa berechnet.

In einem dritten Diagramm wurde die Strouhalzahl über der Reynoldszahl aufgetragen. Die Strouhalzahl wird mit dem Durchmesser D der Kugel bzw. des Tropfens gebildet:

$$St = \frac{f D}{u} . \quad (10)$$

Für eine kalte Kugel (20 °C) liegt die Strouhalzahl bei $St = 0,2$. Bei den Messungen für die fallenden brennenden Tropfen ergab sie sich zu $St = 0,24$, wie man der Abbildung 4.20 entnehmen kann. Bei einem (nahezu) konstanten Tropfendurchmesser ist die Frequenz f proportional zur Geschwindigkeit u , d.h. der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wirbeln ist immer gleich groß. Insbesondere brennende Polyethylentropfen, aber auch Petroleumtropfen weisen Abweichungen vom Wert $St = 0,24$ auf. Beim Polyethylen hängt der kontinuierliche Anstieg der Strouhalzahl mit der Reynoldszahl mit der sich ändernden Lage der Flamme relativ zum Tropfen zusammen. Bei sinkender mittlerer Tropfentemperatur nimmt die Verdunstungsrate ab, und die Nachlaufflamme nähert sich dem Tropfen. Eine Flamme sehr nahe am Tropfen führt zu einer Stabilisierung des Totwassers. Bevor die Tropfen endgültig in einen stabilen Zustand übergehen, in dem sie keinen Schall mehr abstrahlen, steigt die Frequenz der Ablösungen an. Ein ähnliches Phänomen wurde von Noto et al. [18] an einem beheizten horizontalen Zylinder beobachtet. Mit zunehmender Ober-

flächentemperatur des Zylinders erhöht sich der Auftrieb der heißen Gase in dessen Nachlauf, was zunächst zu einer Stabilisierung des Strömungsfeldes und schließlich zu einem Zusammenbruch der Kármánschen Wirbelstraße führt. Bis zu diesem Punkt konnte ein Ansteigen der Strouhalzahl beobachtet werden. Dies deckt sich mit den Beobachtungen an Polyethylentropfen.

Für den gemessenen Sprung der Strouhalzahl bei Petroleumtropfen (Abb. 4.20) kommen zwei Ursachen in Frage: Eine mögliche Begründung für den abrupten Anstieg der Strouhalzahl (vgl. Abb. 4.20) im Falle des Petroleum bei einer Reynoldszahl von $Re \approx 1100$ findet sich in den Ausführungen von Tan et al. [44]. Danach besitzt die Strouhalzahl bei der Umströmung einer Platte in Abhängigkeit des Verhältnisses von Plattenlänge c zur Plattentiefe t mehrere Sprungstellen (Abb. 4.17). Einige der Strouhalzahlbereiche überlappen sich, d.h. es sind zwei unterschiedliche Strouhalzahlen unter gleichen Bedingungen möglich (Hysterese). Ein Sprung in der Strouhalzahl kann demzufolge durch eine Änderung in der Tropfengeometrie ausgelöst werden.

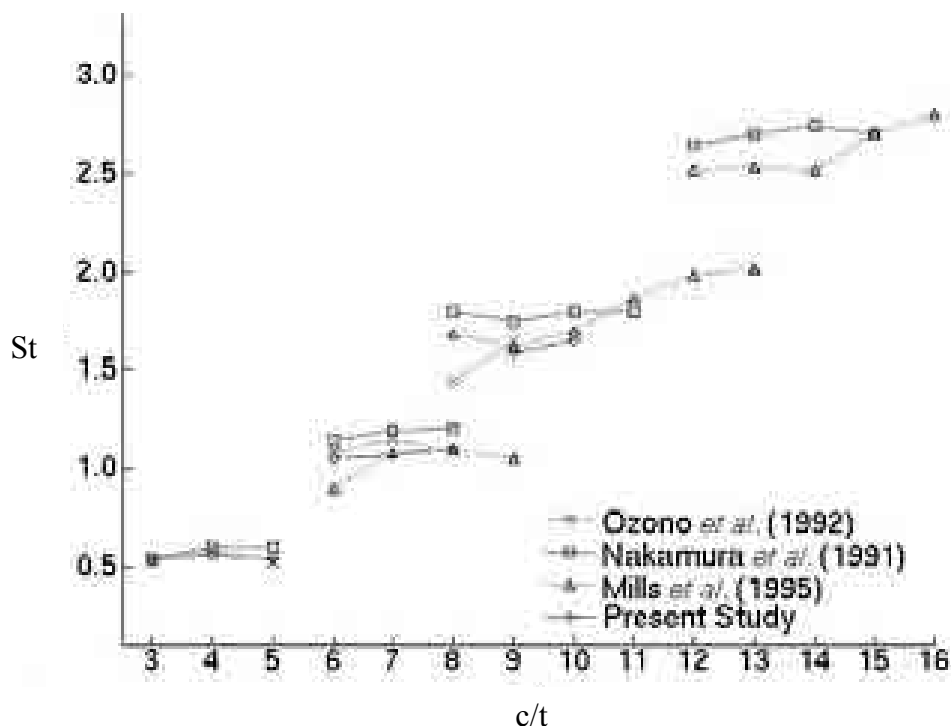


Abb. 4.17: Strouhalzahlverlauf in Abhängigkeit von einer veränderter Geometrie einer angeströmten Platte (Plattenlänge c zu Plattentiefe t)

Als zweite mögliche Ursache kommt die Tatsache in Frage, dass es sich bei Petroleum um ein Flüssigkeitsgemisch und nicht um eine reine Flüssigkeit handelt. Die einzelnen Bestandteile (siehe Anhang B5) besitzen unterschiedliche Verdampfungsenthalpien und unterschiedliche Siedepunkte. Die einzelnen Komponenten verdunsten entsprechend ihrem Siedepunkt nacheinander. Besitzt eine nachfolgende Komponente einen deutlich höheren Siedepunkt als die gerade verbrauchte, so führt dies zu einer Abnahme der Konzentration an gasförmigem Tropfenmaterial an der Tropfenoberfläche und somit zu einer geringeren Verdunstungsrate. Die Flamme nähert sich dem Tropfen in dessen Nachlauf, und entsprechend der Ausführungen zu Polyethylentropfen steigt die Frequenz an.

Zur Klärung der Ursache für den beobachteten Sprung in der Strouhalzahl diene ein weiterer Versuch, bei dem petroleumgetränkte Wattekugeln brennend im freien Fall untersucht wurden. Die Kugeln weisen - genau wie die Tropfen aus Petroleum - einen bzw. bei längerer Fallstrecke mehrere akustisch wahrnehmbare Frequenzsprünge und somit Sprünge in der Strouhalzahl auf. Verantwortlich für die Sprünge in der Strouhalzahlkurve ist die Zusammensetzung des Petroleums aus mehreren Komponenten.

Nachfolgend sind die Ergebnisse der Messungen an Tropfen dargestellt.

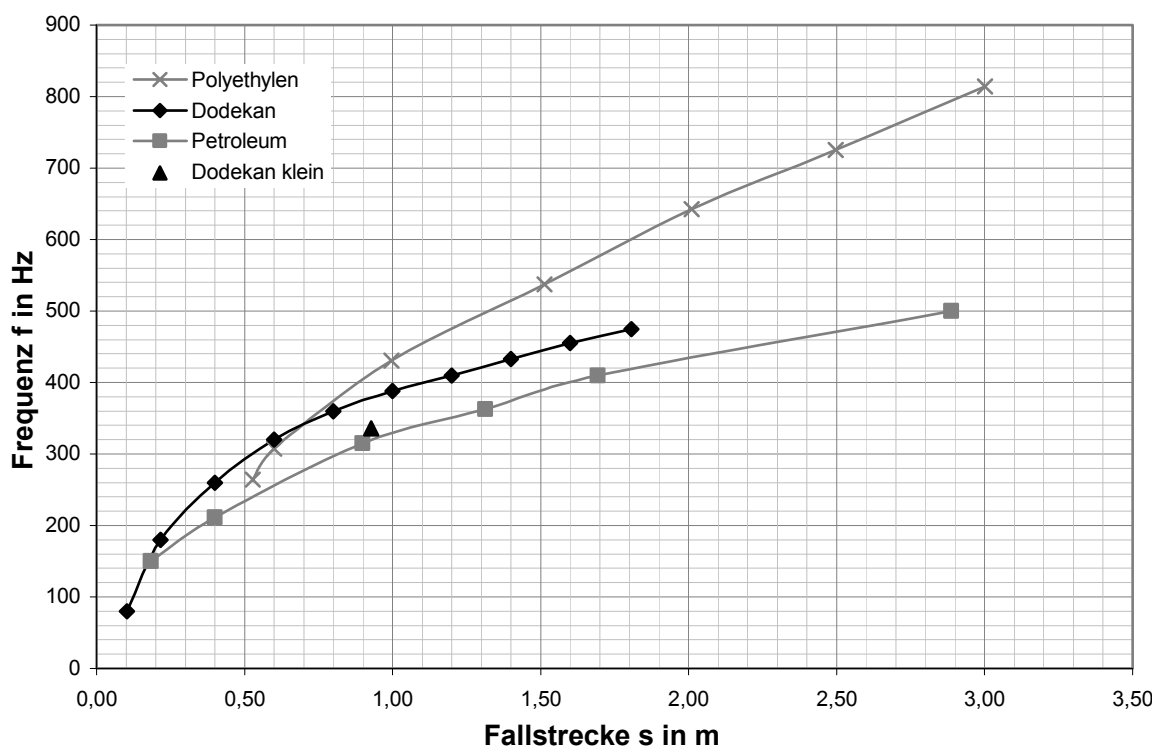


Abb. 4.18: Frequenz-Weg-Diagramm für brennende Tropfen unterschiedlicher Materialien

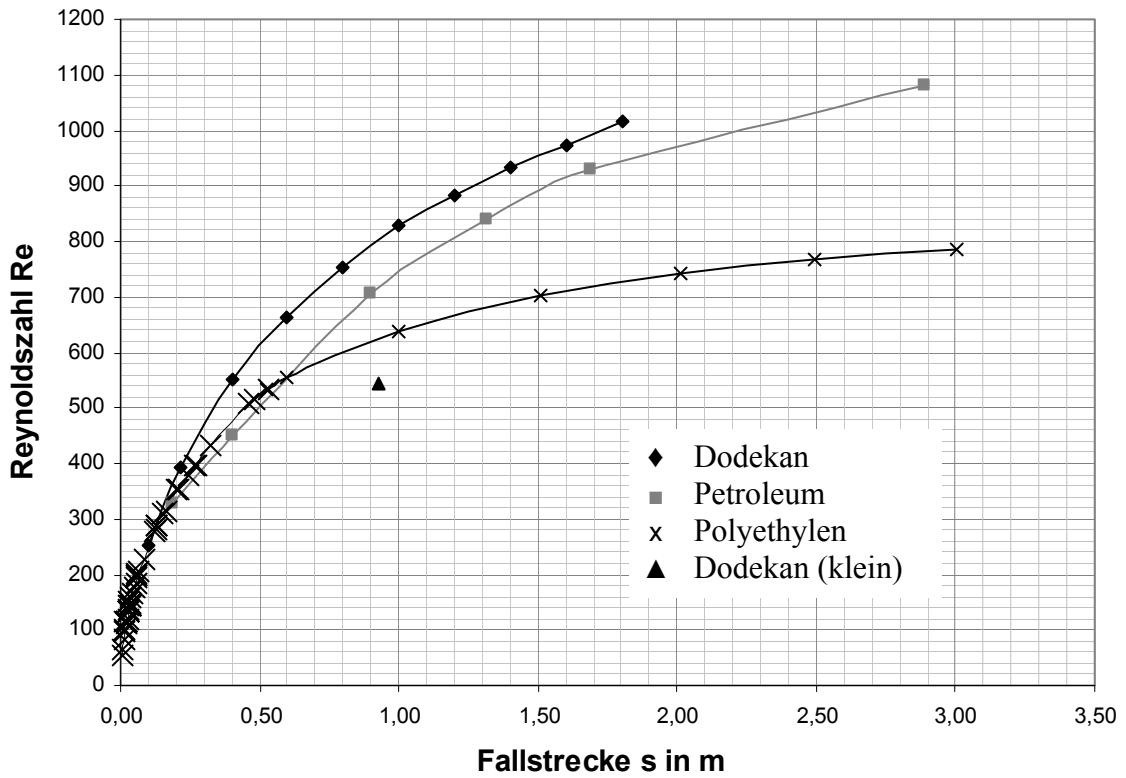


Abb. 4.19: Reynoldszahl-Weg-Diagramm für brennende Tropfen aus Dodekan, Petroleum und Polyethylen (identisch Abb. 4.8)

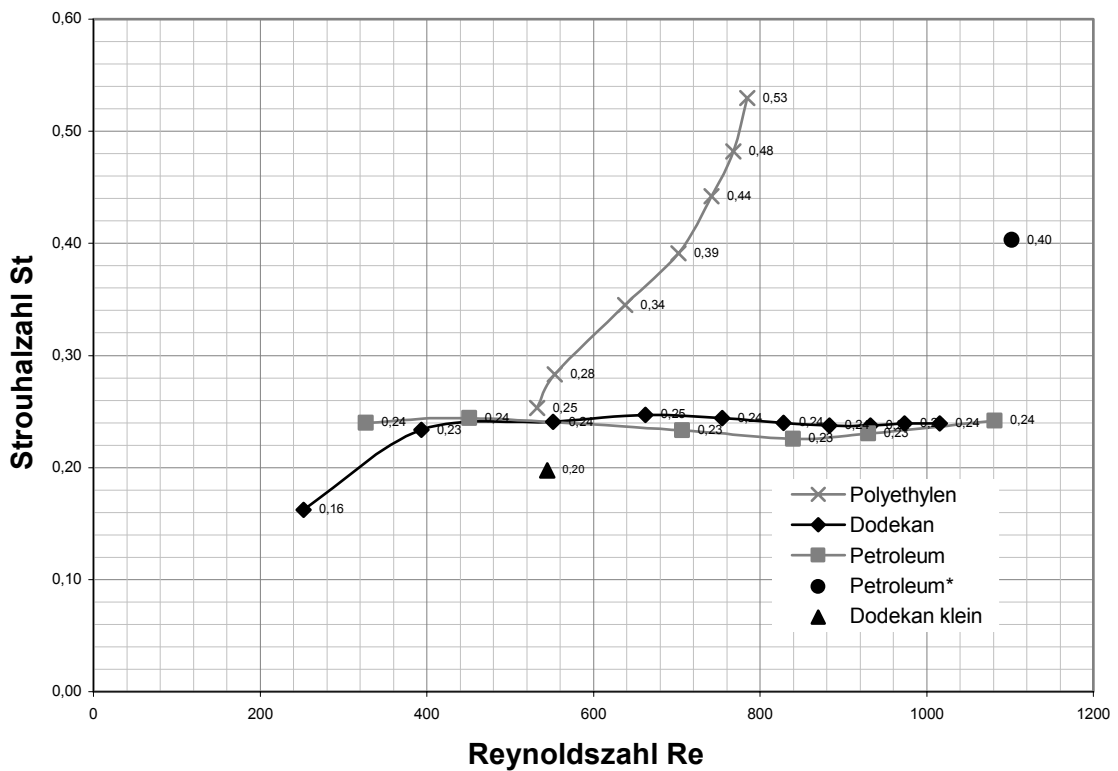


Abb. 4.20: Strouhalzahl-Reynoldszahl-Diagramm für brennende Dodekan-, Petroleum- und Polyethylen-tropfen

4.4.2. Vergleich der optisch beobachteten mit der akustisch gemessenen Frequenz

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die hörbare (akustische) Frequenz mit der optisch gemessenen Frequenz der Wirbelablösung übereinstimmt. Zur Bestätigung dieser Annahmen wurde eine akustische Messung mit den Ergebnissen der optischen Messung verglichen.

Die akustische Messung der Frequenz der Schallabstrahlung wurde in einem hallfreien Raum des Instituts für Übertragungstechnik und Elektroakustik von Prof. Dr. rer. nat. G.M. Sessler an der TU Darmstadt durchgeführt. Bei der Durchführung dieser Messung war Herr Dipl.-Phys. Rainer Kressmann wesentlich beteiligt, da auf die vorhandene Auswertungssoftware zurückgegriffen werden konnte. Der gesamte Tropfapparat wurde außerhalb des Messraumes aufgebaut, um Störungen der Akustik durch das Geräusch der Elektromotoren zu verhindern. Auf dem Weg in den Messraum musste der Tropfen ein 1,0 m langes Rohr passieren, wodurch eine Messung nach einer kurzen Fallstrecke ausgeschlossen war.

Das nachfolgende Diagramm (Abb. 4.21) zeigt eine Messung, bei der ein Tropfen das Mikrofon nach 3,5 m Fallstrecke in einem Abstand von ca. 10 cm passiert. Aufgetragen ist die Schallintensität I über der Frequenz. Ein einzelner Messzyklus wird in acht zeitlich aufeinander folgende Abschnitte aufgeteilt, von denen nachfolgend vier (Abschnitt 3, 4, 5 und 6, siehe rechts oben im Diagramm) in der zeitlichen Reihenfolge grün, blau, rot und schwarz dargestellt sind. Dadurch wird eine räumliche Änderung der Frequenz zeitlich aufgelöst. Bei der ersten dieser Kurven (grün) war der Tropfen noch außerhalb des „Empfangsbereichs“ des Mikrofons, weshalb die Kurve nur ein Rauschen zeigt. Die darauffolgenden Kurven zeigen neben dem Grundrauschen (ca. 50 Hz) einen Peak bei etwa 900 Hz, der sich von der blauen über die rote bis hin zur schwarzen Kurve zu etwas höheren Frequenzen verschiebt. Anhand der unterschiedlichen Höhen der Peaks erkennt man auch die Lage des Tropfens zum Mikrofon. Bei den übrigen Peaks handelt es sich um Obertöne.

Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass ein Polyethylentropfen nach einer Fallstrecke von 3,5 m eine Frequenz von etwa 900 Hz aufweist, was mit den Ergebnissen der optischen Messung (siehe Abb. 4.18) gut übereinstimmt. Mit zunehmender Fallstrecke bzw. Fallzeit (von der blauen über die rote hin zur schwarzen Kurve) steigt die Frequenz an.

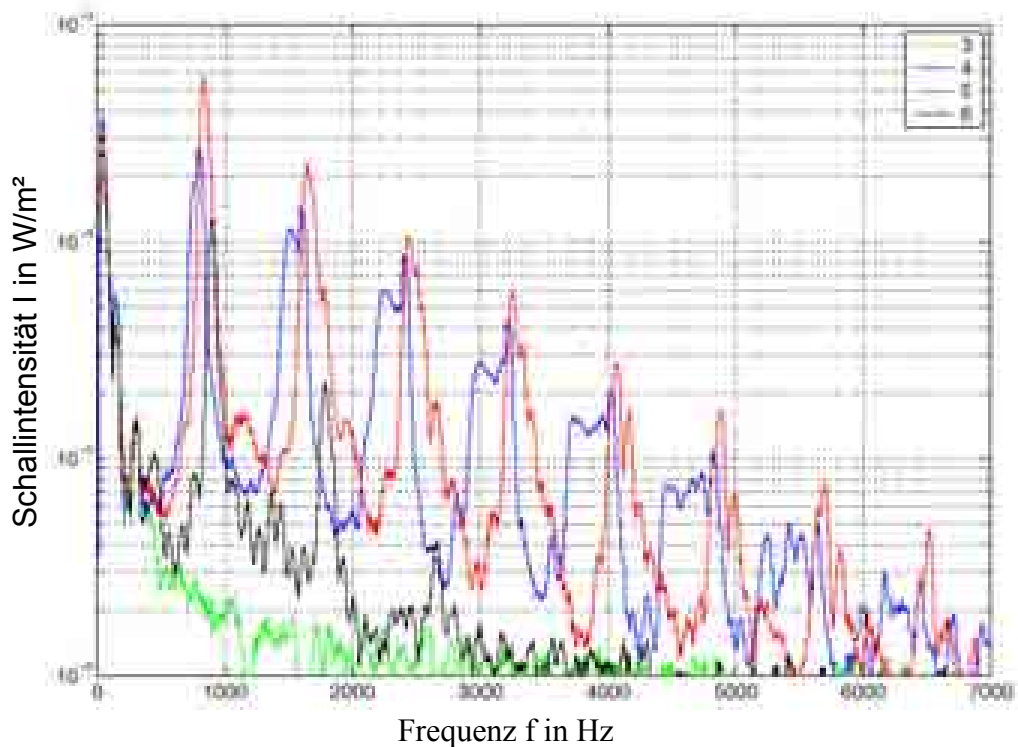


Abb. 4.21: Schallintensität I über der Frequenz f für einen singenden Polyethylentropfen (gemessen im halbfreien Raum)

Der dimensionslose Schalldruckpegel L in Dezibel (dB) berechnet sich aus dem Verhältnis zweier Schallintensitäten I und I_0 gemäß der Formel:

$$L = 10 \lg \frac{I}{I_0} \text{ dB} . \quad (11)$$

Dabei ist I die gemessene Schallintensität bzw. Schallstärke. Für I_0 nimmt man als Bezugsschallintensität die menschliche Hörschwelle bei $f = 1 \text{ kHz}$. Sie beträgt:

$$I_0 = 10^{-12} \frac{\text{W}}{\text{m}^2} . \quad (12)$$

Die Schallintensität I ist das Verhältnis der auf ein Flächenelement auftreffenden Schallleistung P zur Größe der Fläche A :

$$I = \frac{P}{A} . \quad (13)$$

Der Polyethylentropfen passiert das Mikrofon in einer Entfernung von ca. 10 cm. Aus dem Messwert für die maximale Schallintensität $I_{\max} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}^2$ ergibt sich für den Schallpegel ein Wert von:

$$L_{\max} = 87 \text{ dB} .$$

Dieser Wert liegt im Bereich des Wertes für einen PKW im Stadtverkehr (80 dB).

4.4.3. Schallquellen bei Strömungen

In [45] (Kümmel) werden für die Entstehung von Strömungsgeräuschen vier Arten von möglichen Schallquellen genannt:

- Volumenquelle,
- Impulsquelle,
- Wirbelquelle und
- Stoßwellen als Schallquelle.

Bei den brennenden Tropfen mit Schallabstrahlung liegt eine Wirbelquelle vor. Die Ablösung der Grenzschicht führt bei ihnen zur Wirbelbildung, während bei den brennenden Tropfen ohne Schallabstrahlung die Grenzschichtablösung - aufgrund der Lage der Flamme und der daraus resultierenden stabilisierenden Wirkung auf die Grenzschicht - nicht zur Wirbelbildung führt. Die Schallleistung bei Wirbelablösung berechnet sich gemäß der Formel:

$$P_{\text{schall}} \sim \frac{\rho u^8}{a^5}. \quad (14)$$

Hierin ist a die Schallgeschwindigkeit in Luft und ρ die Dichte von Luft unter Normalbedingungen sowie u die Strömungsgeschwindigkeit (hier: Fallgeschwindigkeit des Tropfens bei einsetzender Schallabstrahlung). Für einen Dodekantropfen ergibt sich:

$$P_{\text{schall}} \sim \frac{1,2 \text{ kg/m}^3 (1,4 \text{ m/s})^8}{(347 \text{ m/s})^5} = 3,52 \cdot 10^{-12} \text{ W}.$$

Unter Berücksichtigung der zuvor gemessenen maximalen Schallintensität ergibt sich die Fläche A zu:

$$A = \frac{P}{I} = 7,04 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2. \quad (15)$$

Ein Beobachter kann eine Wirbelquelle genau dann mit der gemessenen Schallintensität I wahrnehmen, wenn er sich nicht weiter als $7,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ von der Schallquelle entfernt befindet.

Mit dieser Größenordnung der Schalleistung lassen sich die - mit dem menschlichen Ohr - wahrnehmbaren Schallabstrahlungen am brennend fallenden Tropfen nicht erklären. Das System aus Flamme und Wirbelablösung führt zu einem plötzlichen Druckanstieg (Drucksprung) im Strömungsfeld. Betrachtet man hoch erhitzte Tropfen ohne Flammenbildung, so zeigen diese zwar eine Wirbelablösung, aber keinen hörbaren Schall. Die Wirbelablösung allein kann also das akustische Phänomen nicht erklären. Verantwortlich für die Schallabstrahlung ist ein Zusammenwirken von Wirbelablösung und Flamme.

Wie bereits ausgeführt wurde, ist die Ursache der Instabilität und somit der Schallabstrahlung an brennend fallenden Tropfen im untersuchten Geschwindigkeitsbereich die Ablösung von Wirbeln aus dem Tropfentotwasser. In Modellversuchen wurde poröses, formstabiles Material in Form von Kreide- oder Wattekugeln mit flüchtigen Brennstoffen wie z.B. n-Heptan, Isopropanol und Dodekan getränkt. Auch sie weisen brennend fallend eine Schallabstrahlung auf. Daher kann auch die Eigenschwingung der Tropfen (vgl. Anhang A3) als Ursache für das Auftreten der Instabilität ausgeschlossen werden.

4.4.4. Stabilitätsanalyse des Nachlaufs eines brennend fallenden Tropfens

Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität tritt bei Zweiphasenströmungen auf, die sowohl einen Geschwindigkeits- als auch einen Dichteunterschied über eine Trennschicht hinweg aufweisen. Unter diesen Voraussetzungen kann eine solche Grenzfläche instabil werden. Das Einsetzen der Instabilität zeigt sich dann in einer welligen Verformung der zunächst glatten Grenzfläche.

Im Anhang A4 wurde eine einfache Stabilitätsanalyse der Kelvin-Helmholtz-Instabilität durchgeführt. Die Analyse zeigt, dass die Frequenz dieser Instabilität in dem versuchstechnisch ermittelten Bereich der Schallabstrahlung von brennend fallenden Tropfen liegt.

Sowohl bei der Wirbelablösung aus einem instabilen Totwassergebiet, als auch bei der Kelvin-Helmholtz-Instabilität ist die Frequenz f proportional einem Quotienten aus der Geschwindigkeit u und dem Durchmesser D . Sie unterscheiden sich nur um einen zusätzlichen Faktor. Im Falle des instabilen Totwassers ist dieser Faktor die Strouhalzahl, d.h. eine von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängige Größe. Bei der vereinfachten Berechnung zur Kelvin-Helmholtz-Instabilität weist der Faktor hingegen eine Abhängigkeit von den beiden Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb und außerhalb des heißen Nachlaufgebiets auf.

- Wirbelablösung aus instabilem Totwasser:

$$f = \frac{u}{D} St, \quad (16)$$

- Kelvin-Helmholtz-Instabilität:

$$f = \frac{u_1}{D} \frac{1 - u_2/u_1 \sqrt{\rho_2/\rho_1}}{1 - \sqrt{\rho_2/\rho_1}}. \quad (17)$$

- Allgemein:

$$f \sim \frac{u}{D} \quad (18)$$

Die Messdaten zeigen einen konstanten Proportionalitätsfaktor. Mit der Strouhalzahl lässt sich dieses Verhalten erklären. Eine Betrachtung des Proportionalitätsfaktors im Falle der Kelvin-Helmholtz-Instabilität zeigt, dass sich dieser Faktor mit den Einflussgrößen nur sehr wenig ändert. Da gleichzeitig die berechneten Werte der Frequenz im Bereich der gemessenen Werte liegen, kann auch eine Kelvin-Helmholtz-Instabilität nicht ausgeschlossen werden.

4.5. Bereiche unterschiedlicher Flammenformen

In der bisherigen Arbeit wurde von einer strömungsmechanischen Ähnlichkeit der Vorgänge am Tropfen und von einer kritischen Reynoldszahl ($Re_{krit} = 275$) ausgegangen, bei der die Instabilität im Nachlauf einsetzt. Bei den Modellversuchen mit Kugeln ergaben sich mehrere Abweichungen zu den Ergebnissen der Tropfenuntersuchungen. Im Einzelnen handelt es sich um die folgenden Unterschiede zur Tropfenverbrennung:

- i) Bei einer mit Dodekan getränkten MgO-Kugel mit dem Durchmesser $D = 12,6$ mm streift die Flamme erst bei einer Reynoldszahl von ca. $Re = 833$ ab (gebildet mit der kinematischen Viskosität von Luft bei 20 °C und einem Luftdruck von 1013 hPa). Dieser Wert liegt deutlich über dem Wert für brennend fallende Tropfen ($Re \approx 184$).
- ii) Eine Schallabstrahlung tritt bei obiger MgO-Kugel erst nach einer deutlich größeren Fallstrecke als bei einem Tropfen auf. Mit einer festen Reynoldszahl lässt sich die beginnende Schallabstrahlung somit nicht beschreiben.
- iii) Die Flamme im Nachlauf ändert ihre Form von einem glatten Kreisring hin zu einer welligen Form (siehe Abb. 4.22 und Kap. 1, Abb. 1.1). Die „Wellen“ zeigen normal zur Ebene des ursprünglichen Kreisringes in Strömungsrichtung. Es handelt sich dabei um eine sekundäre Instabilität mit einer Amplitudenmodulation in Umfangsrichtung.

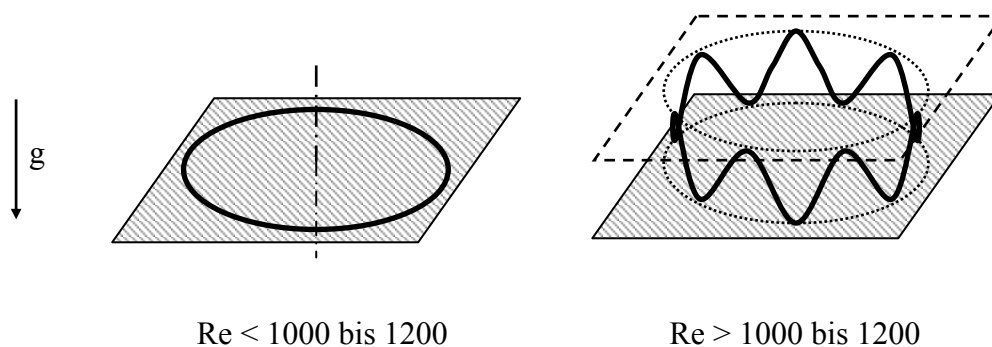


Abb. 4.22: Schematische Darstellung der Flammenform im Nachlauf einer mit Dodekan getränkten Magnesiumoxiddkugel für unterschiedliche Reynoldszahlbereiche

Ausgehend von den bisherigen Messungen und Beobachtungen im Rahmen dieser Arbeit stellt sich die Frage: Welche Ähnlichkeitszahl beschreibt den Übergang von einer umhüllenden Flamme zu einer Nachlaufflamme an einem brennenden Tropfen bzw. einer brennenden Kugel?

In [5] (Dwyer und Sanders) wird die Reynoldszahl als relevante Größe für den Übergang einer umhüllenden Flamme zu einer Nachlaufflamme angegeben. Ein Versuch mit drei Kugeln unterschiedlicher Durchmesser (12, 20 und 25 mm), die brennend an einem vertikalen Schlitten simultan beschleunigt nach unten bewegt wurden (Abb. 4.23), widerlegt diese Behauptung, da die kleinste Kugel (Abb. 4.24) ihre umhüllende Flamme zuerst, also bei der relativ kleinsten Geschwindigkeit, abstreift, womit das Abstreifen der Flamme für die drei Kugeln bei unterschiedlichen Reynoldszahlen erfolgt. Dieser Übergang lässt sich also nicht durch einen charakteristischen Wert der Reynoldszahl beschreiben.

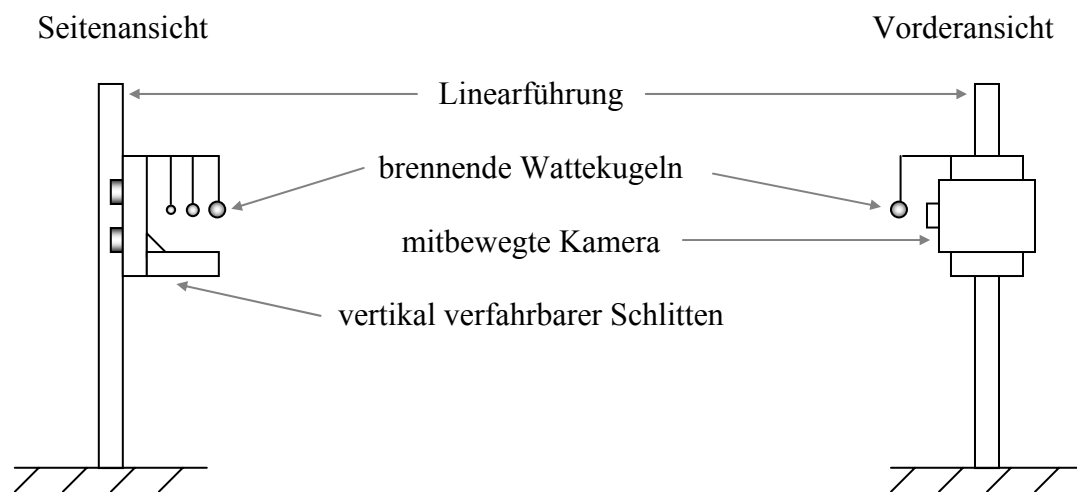


Abb. 4.23: Skizze zum Versuchsaufbau zur Untersuchung der charakteristischen Kennzahl für das Abstreifen der Flamme (zwei Ansichten)

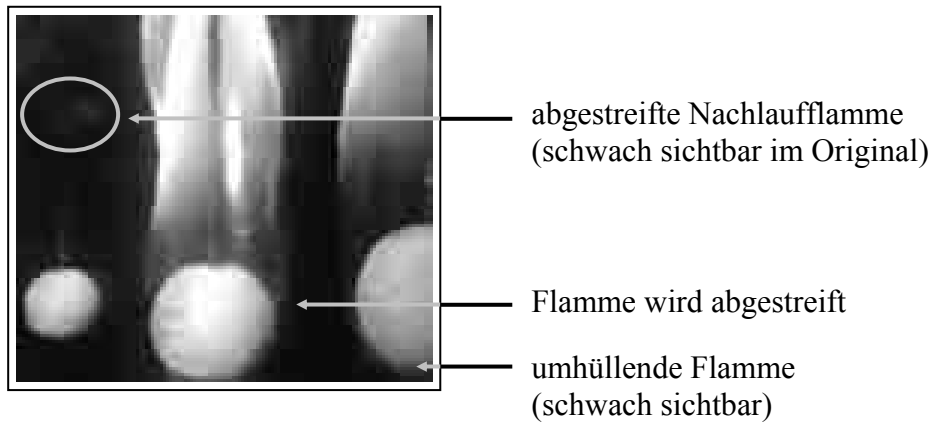


Abb. 4.24: Lage der Flamme an drei dodekangetränkten Wattekugeln mit unterschiedlichen Durchmessern bei gleicher Geschwindigkeit und Beschleunigung (Das Abstreifen der Flamme erfolgt entgegen den Angaben von Dwyer und Sanders [5] bei unterschiedlichen Reynoldszahlen.)

In einem weiteren Versuch wurden Wattekugeln der Durchmesser 10, 12, 15, 20 und 25 mm mit den Brennstoffen Dodekan, Isopropanol und n-Heptan getränkt. Unter sonst unveränderten Versuchsbedingungen ergab sich für die drei Brennstoffe je ein charakteristischer Wert einer modifizierten Froudezahl, der das Abstreifen der Flamme beschreibt:

- Dodekan: $Fr = 25$ für getränkte Wattekugeln, $Fr = 23$ für Tropfen,
- n-Heptan: $Fr = 36$,
- Isopropanol: $Fr = 20$.

Die Froudezahl wurde statt mit der Erdbeschleunigung g mit der Momentanbeschleunigung b des Schlittens gemäß der nachfolgenden Formel gebildet:

$$Fr = \frac{u^2}{bD}. \quad (1)$$

Der Wert der Froudezahl für dodekangetränkte Wattekugeln ($Fr = 25$) deckt sich nahezu mit dem entsprechenden Wert für Dodekantropfen ($Fr = 23$).

Zu beachten ist, dass die Größe der ermittelten Werte für die Froudezahl von der Verdunstungsrate an der Tropfen- bzw. Kugeloberfläche abhängt. Bei den Modellversuchen mit Wattekugeln wurde daher auf eine ausreichende, möglichst gleichlange Aufheizzeit vor Beginn des Falls geachtet. Die Versuche mit den Wattekugeln sind somit untereinander vergleichbar, nicht aber mit den Versuchen an Tropfen, da selbst bei gleicher Oberflächentemperatur von Kugel und Tropfen sich die innere Zirkulation in Tropfen auf deren Verdunstungsrate auswirkt. Insofern ist die Übereinstimmung der Froudezahl von Dodekantropfen und Kugeln mit Dodekan für das Abstreifen der Flamme auf vergleichbare Verdunstungsraten zurückzuführen.

Versuche mit verringerter Verdunstungsrate führen zu deutlich höheren Froudezahlen. Der Grund hierfür liegt an einer veränderten Lage der Flamme bzw. Verbrennungszone innerhalb der Strömungsgrenzschicht. Eine Verringerung der Verdunstungsrate führt zu einer Annäherung der umhüllenden Flamme an die Tropfenoberfläche im hinteren Staupunktsbereich, und die Strömungsgeschwindigkeit in der Flammenzone sinkt. Bei den unter unterschiedlichen Anfangsbedingungen durchgeführten Experimenten, die notwendigerweise zu unterschiedlichen Lagen der Flamme am Tropfen führten, war ihre Auswirkung auf die Froudezahl gering. Die Abb. 4.25 - entnommen aus Williams [46] - zeigt schematisch die Flammenbildungszone in der Grenzschicht einer angeströmten halbunendlichen Flüssigkeitsplatte. Auf die Dreidimensionalität einer Kugel bezogen, bleibt die Aufeinanderfolge der einzelnen Bereiche in der Nähe der kugelförmigen Tropfenoberfläche erhalten.

Erzwingt man durch Herabsetzen der Anströmgeschwindigkeit das erneute Umhüllen des Tropfens mit Flamme, so erfolgt dies bei deutlich geringeren Werten der Anströmgeschwindigkeit. Beim Übergang von einer umhüllenden Flamme zu einer Nachlaufflamme bzw. umgekehrt wurde ein Hysterese-Effekt gemessen, was notwendigerweise zu einem Instabilitätsvorgang gehört. Eine Ursache hierfür ist die geringe Verdunstungsrate an der Tropfenoberfläche ($T_{\text{Oberfläche}} \approx T_{\text{Umgebung}} = 20 \text{ °C}$) im Bereich des vorderen Staupunktes bei abgestreifter Flamme. Um den Tropfen wieder zu umhüllen, muss die Flamme zunächst die Oberflächentemperatur anheben. Die veränderten Bedingungen am Tropfen führen somit zur Hysterese.

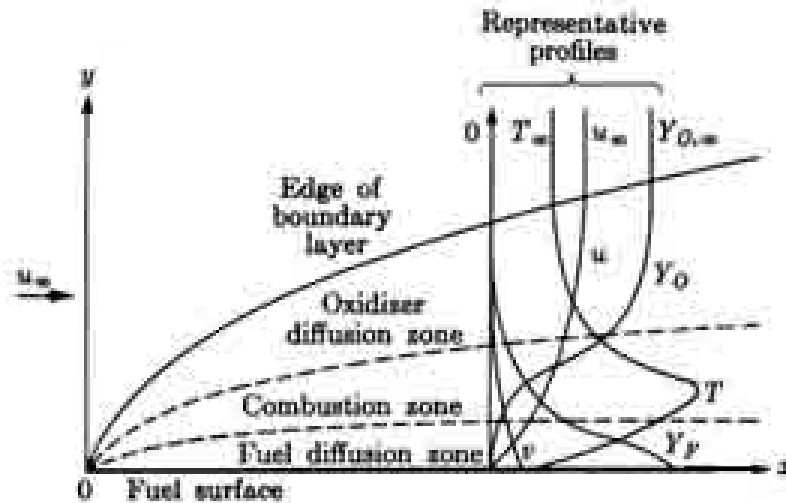


Abb. 4.25: Schematische Darstellung der Verbrennung an einer Flüssigkeitsplatte (aus Williams [46])

Zusammen mit der Reynoldszahl für einsetzende Wirbelablösung bei der Umströmung einer Kugel ($Re = 275$) und der Reynoldszahl für den Übergang der Flamme von der Ringform in eine amplitudenmodulierte Form ergeben sich vier Bereiche unterschiedlicher Flammenstrukturen. Die entsprechenden Bereiche für Dodekan - bei ausreichend hoher Verdunstungsrate - sind in den drei folgenden Diagrammen (Abb. 4.26 bis 4.28) gekennzeichnet. Für die Berechnungen wurde eine Kugelform der Tropfen angenommen.

- Bereich I: umhüllende Flamme: $Fr \leq 23$; unabhängig von Re (vgl. Abb. 3.5, S. 30)
- Bereich II: hutförmige Nachlaufflamme (siehe Abb. 3.2a, S. 26), keine Wirbelablösung, $Fr > 23$; $Re \leq 275$
- Bereich III: ringförmige Nachlaufflamme (vgl. Abb. 3.10b, S. 37, Wirbelablösung ($Fr > 23$; $275 < Re \leq 1000$))
- Bereich IV: kronenförmige Nachlaufflamme (siehe Abb. 1.1, S. 19), Wirbelablösung ($Fr > 23$; $Re > 1000$)

Die Kurve für $Re = 275$ und $Re = 1000$ in Abb. 4.26 wurden mit der kinematischen Viskosität $\nu = 14,16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ eines Dodekan-Luft-Gemisches bei abgestreifter Flamme mit 96 % Luftanteil bei einer Oberflächentemperatur des Tropfens von $T = 200 \text{ °C}$ gebildet, da Tropfen mit einem Durchmesser $D < 4,46 \text{ mm}$ vor dem Erreichen von $Re = 275$ die Flamme abstreifen. Für Tropfen mit einem Durchmesser von $D \geq 4,46 \text{ mm}$ spielt die Kurve für $Re = 275$ keine Rolle, da das Abstreifen der Flamme für Werte von $Re > 275$ erfolgt. Un-

mittelbar nach dem Abstreifen der umhüllenden Flamme setzt für solche Tropfen die Wirbelablösung ein.

Tropfen im Bereich $4,46 \text{ mm} < D < 10,54 \text{ mm}$ weisen nach dem Abstreifen der Flamme eine kreisringförmige Flammenfront auf. Für $D \geq 10,54 \text{ mm}$ geht die Flamme von einer umhüllenden Flamme direkt in eine kronenförmige Flamme über (vgl. Abb. 1.1).

Beispiel zu Abb. 4.26:

Ein brennender Tropfen des Durchmessers $D = 3 \text{ mm}$ fällt im Schwerfeld der Erde. Mit zunehmender Geschwindigkeit wird die umhüllende Flamme in den Nachlauf verlagert (Übergang von Bereich I in den Bereich II bei $u \approx 0,69 \text{ m/s}$). Erreicht die Geschwindigkeit den Wert $u \approx 1,3 \text{ m/s}$ ändert sich die Form der Nachlaufflamme von einer angehängten Flamme zu einem Flammenring. Bei ausreichend hoher Verdunstungsrate (vgl. Kap.3.4) tritt oberhalb dieser Geschwindigkeit Schallabstrahlung auf.

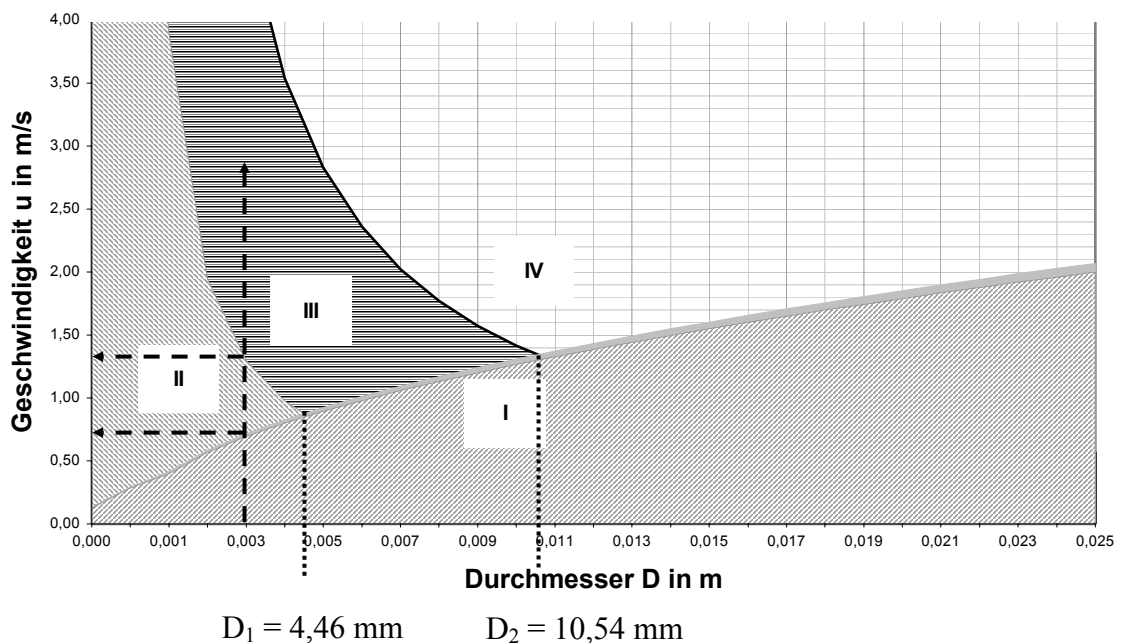


Abb. 4.26: Bereiche unterschiedlicher Flammenstrukturen für brennend fallende Dodekantropfen bzw. dodekangetränkte Wattekugeln in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit u und vom Durchmesser D

Die Abb. 4.27 zeigt die Grenzkurven der einzelnen Bereiche. In Abb. 4.28 sind die gleichen Ergebnisse wie in Abb. 4.26 wiedergegeben, mit dem Unterschied, dass hier die Reynoldszahl Re über der Froudezahl Fr aufgetragen wurde. In Bereich I liegt eine umhüllende Flamme vor, in Bereich II eine angehängte Nachlauf Flamme, in Bereich III eine ringförmige Flammenfront und in Bereich IV eine kronenförmige Flammenfront. Schallabstrahlung tritt in den Bereichen III und IV auf.

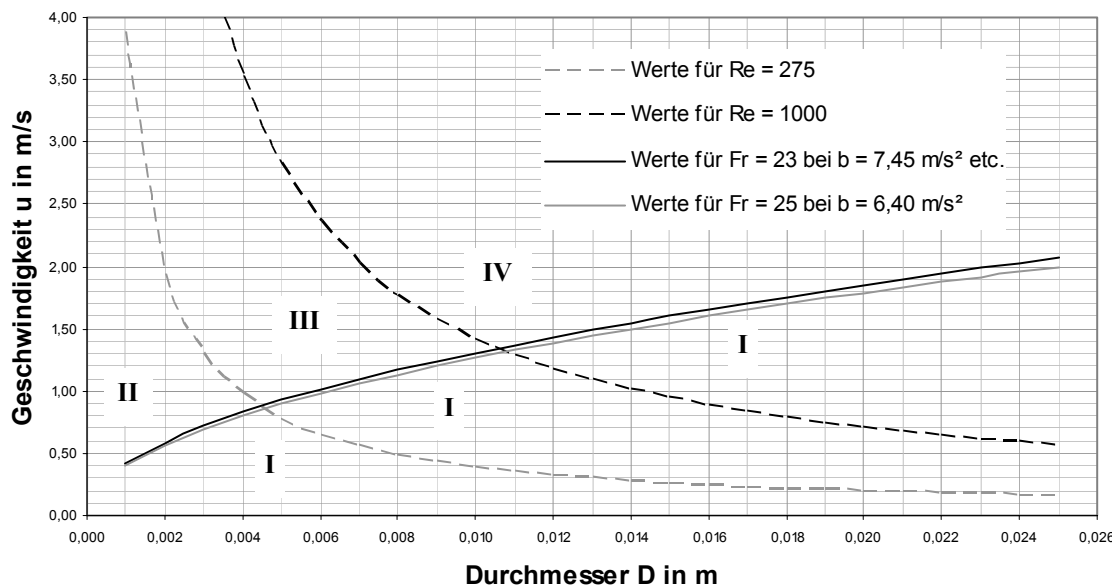


Abb. 4.27: Grenzen der Bereiche unterschiedlicher Flammenstruktur in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit u und vom Durchmesser D für Dodekan

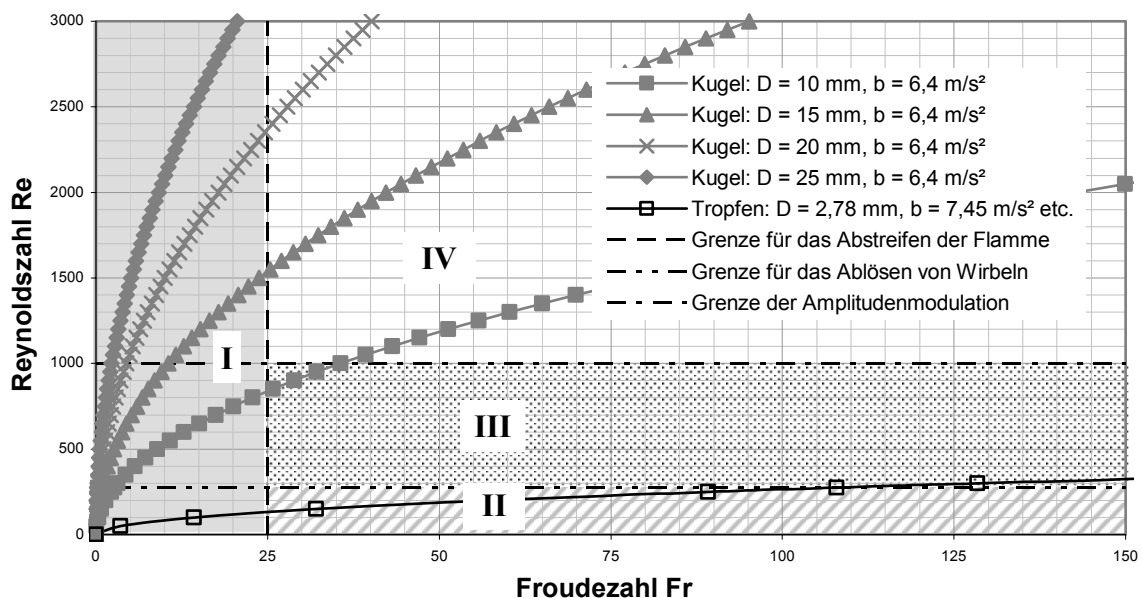


Abb. 4.28: Bereiche unterschiedlicher Flammenstruktur in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re und von der Froudezahl Fr (für Dodekan)

Als Ergebnis lässt sich feststellen:

An brennend fallenden - mit Dodekan getränkten - Kreidekugeln treten ebenso wie bei Dodekantropfen im freien Fall Instabilitäten auf, die mit einer Schallabstrahlung verbunden sind. Die Instabilitäten sind aber nicht auf den freien Fall beschränkt, man findet sie auch an ortsfesten Kugeln unter beschleunigter Anströmung. Eine Vergleichbarkeit der Vorgänge an Tropfen und an getränkten Kugeln ist gegeben.

Allgemein konnten folgende Zusammenhänge festgestellt werden:

- Bis zu einer Reynoldszahl von $Re = 275$ findet bei Kugeln und kugelförmigen Tropfen keine Wirbelablösung statt. Oberhalb dieses Wertes kann die Wirbelablösung nur dann stattfinden, wenn gleichzeitig
- die Froudezahl je nach Brennstoffart und einer ausreichend hohen Verdunstungsrate einen bestimmten Wert übersteigt. Dieser Wert liegt für Dodekantropfen bei $Fr = 23$.
- Je nach Größe der Beschleunigung b gibt es zwei charakteristische Tropfendurchmesser. Für Dodekan liegen die beiden Durchmesser bei den untersuchten Beschleunigungswerten für die Fallbewegung der Tropfen bei $D_1 = 4,46$ mm und $D_2 = 10,54$ mm. Für brennend fallende Tropfen mit einem Durchmesser D größer als D_1 beginnt die Schallabstrahlung unmittelbar nach dem Abstreifen der Flamme, für $D > D_2$ besitzt die Flamme nach dem Abstreifen sofort eine amplitudenmodulierte Form (kronenförmiges Profil) aufgrund sekundärer Instabilität.

4.6. Messung der Verdunstungsrate

Für intermittente Dodekantropfen wurde bereits in Kap. 4.1 eine Möglichkeit zur Messung der Verdunstungsrate von Tropfen erörtert. Durch die Wägung von Tropfen nach unterschiedlichen Fallstrecken konnte anhand des Massenverlustes mit Hilfe der Weg-Zeit-Kurve für brennend fallende, intermittente Dodekantropfen (ringförmige Nachlaufflamme) eine mittlere Verdunstungsrate bestimmt werden:

$$\dot{m} = \frac{\Delta m}{\Delta t} = \frac{0,44 \text{ mg}}{0,55 \text{ s}} = 0,8 \frac{\text{mg}}{\text{s}}. \quad (19)$$

4.6.1. Verdunstungsrate an Kugeln bei umhüllender Flamme

Wattekugeln unterschiedlicher Durchmesser wurden mit Dodekan getränkt und samt einem Metallständer auf eine Präzisionswaage gestellt. Nach dem Entzünden wurde die zeitliche Abnahme der Masse (der Abstand zweier aufeinander folgender Bilder beträgt $\frac{1}{25}$ s) durch Registrieren der Gewichtsabnahme mit Hilfe einer Videokamera (Marke Nikon) aufgezeichnet. Auf die gleiche Weise wurden auch Kreidekugeln mit einem Durchmesser von $D = 13$ mm in Dodekan, n-Heptan, Propanol bzw. Petroleum getränkt und auf ihre Gewichtsabnahme untersucht. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 4.29 dargestellt.

Zu Beginn des Abbrennvorgangs steigt der Massenverlust für alle Kugeldurchmesser allmählich an. Dies ist auf den transienten Aufheizvorgang des Brennstoffes zurückzuführen. Zur Berechnung der Verdunstungsrate wurden die Werte im linearen Bereich der jeweiligen Kurve verwendet. Für die einzelnen Kugel-Brennstoff-Kombinationen ergibt sich die Verdunstungsrate und die Verdunstungsrate pro Oberfläche zu:

- Wattekugel mit Dodekan, $D = 25$ mm: $\dot{m} = 32,8 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 167,1 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- Wattekugel mit Dodekan, $D = 20$ mm: $\dot{m} = 24,4 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 194,5 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- Wattekugel mit Dodekan, $D = 15$ mm: $\dot{m} = 15,6 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 220,9 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- Kreidekugel mit Dodekan, $D = 13$ mm: $\dot{m} = 11,1 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 210,1 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- Kreidekugel mit n-Heptan, $D = 13$ mm: $\dot{m} = 14,4 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 271,6 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- Kreidekugel mit Propanol, $D = 13$ mm: $\dot{m} = 12,7 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 238,9 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
- Kreidekugel mit Petroleum, $D = 13$ mm: $\dot{m} = 12,5 \text{ mg/s}$, $\dot{m}/A = 236,2 \text{ mg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.

Für Wattekugeln (mit Dodekan getränkt) nimmt die Verdunstungsrate je Oberflächeneinheit bei umhüllender Flamme mit zunehmendem Durchmesser ab. Die Verdunstungsrate der Kreidekugel mit Dodekan liegt trotz des geringeren Durchmessers ($D = 13 \text{ mm}$) bei einem niedrigeren Wert als bei der Wattekugel vom Durchmesser $D = 15 \text{ mm}$. Der Vergleich der vier unterschiedlichen Brennstoffarten zeigt einen erheblichen Einfluss des verwendeten Brennstoffes - bei gleichem Kugelmaterial und gleicher Kugelgröße - auf die Verdunstungsrate.

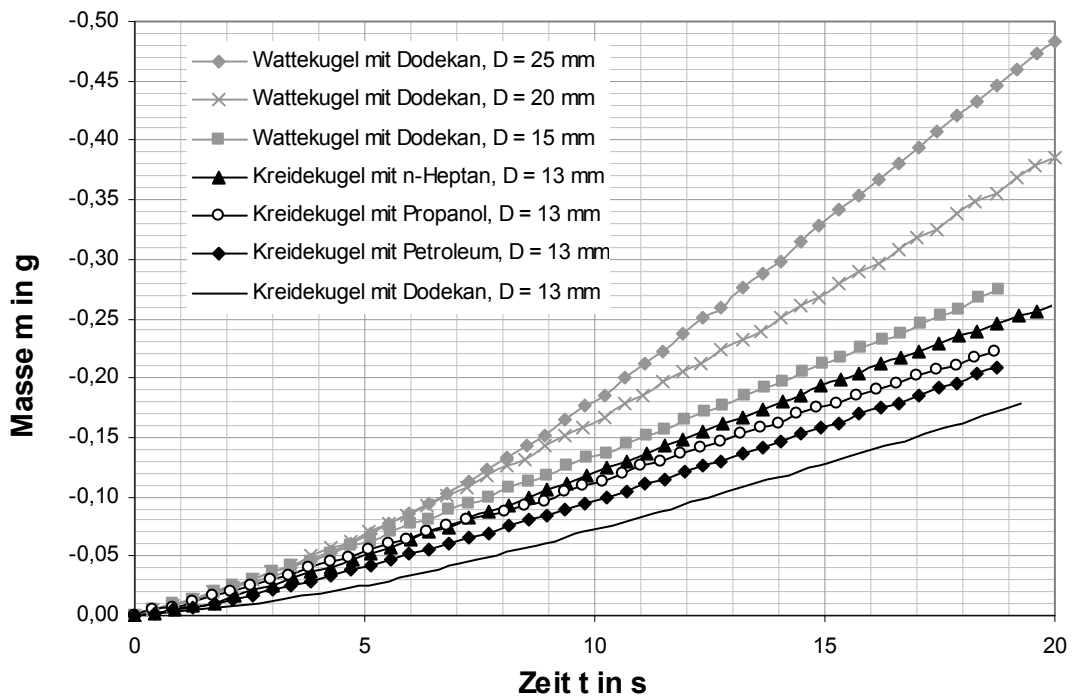


Abb. 4.29: Zeitlicher Verlauf der Masse an Kugeln mit unterschiedlichen Brennstoffen (Dodekan, n-Heptan, Petroleum und Propanol) bei umhüllender Flamme

4.6.2. Verdunstungsrate an Kugeln mit Dodekan bei abgestreifter Flamme

Die Messung der Verdunstungsrate bei abgestreifter Flamme wurde auf die gleiche Weise wie zuvor für die umhüllende Flamme durchgeführt. Die benötigte Anströmung der Kugeln wurde durch einen - über die Kugel ragenden - Glaszylinder realisiert, der an einer Absaugung angeschlossen wurde (Abb. 4.30). Mittels eines Bypasses wurde die Strömungsgeschwindigkeit so eingestellt, dass der Abstand der abgestreiften Flamme zum hinteren Staupunkt der Kugel ca. einen Kugeldurchmesser betrug. Unter diesen Bedingungen liegt die Verdunstungsrate für die abgestreifte Flamme bei etwa der Hälfte des Wertes für eine umhüllende Flamme (vgl. Abb. 4.31). Für die umhüllende Flamme wurden zwei zusätzliche Werte der Verdunstungsrate aus einer vorangegangenen Messung im Diagramm berücksichtigt.

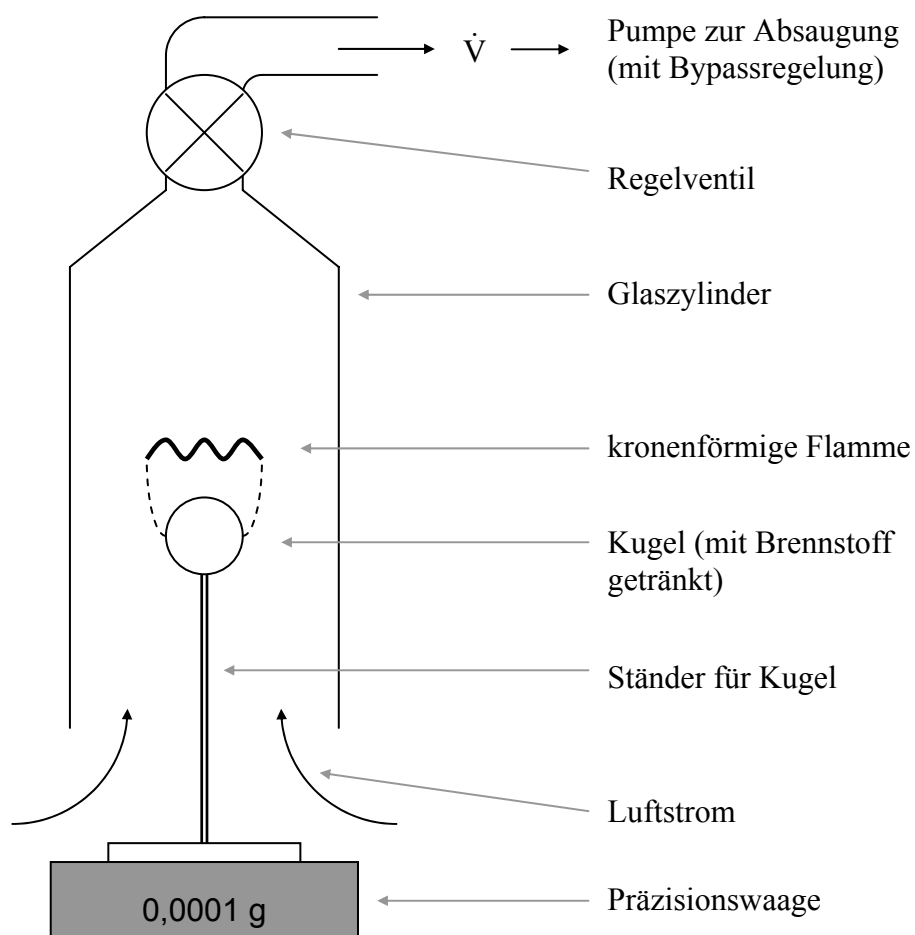


Abb. 4.30: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Verdunstungsrate an Wattekugeln (getränkt mit Dodekan) bei abgestreifter Flamme

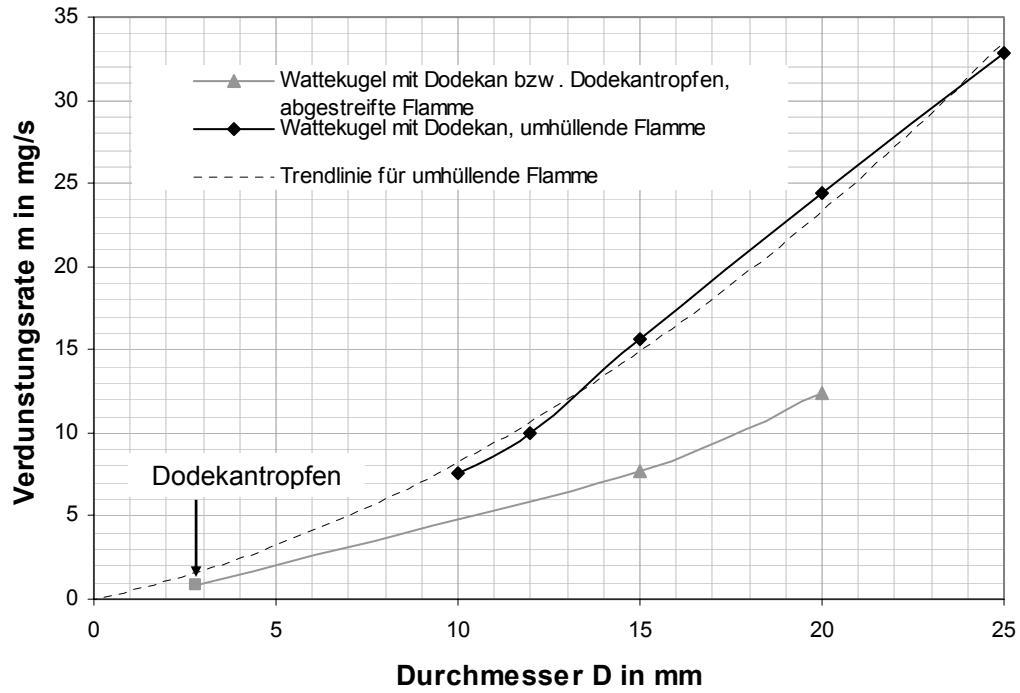


Abb. 4.31: Verdunstungsraten für Wattekugeln (getränkt mit Dodekan) bzw. Dodekantrophen bei umhüllender und bei abgestreifter Flamme

Kapitel 5

Zusammenfassung

Bei beschleunigt fallenden brennenden Tropfen in Luft kommt es zu einer Kombination zweier häufig unabhängig von einander betrachteter Gebiete,

- der Aerodynamik im Bereich von $0 < Re < 1500$ und
- der Kinetik der Flamme inklusive Verbrennung und Verdunstung.

Die Komplexität der Vorgänge ergibt sich aus einer nichtlinearen Wechselwirkung der beiden Bereiche miteinander, bei der sich die Gewichtung des jeweiligen Einflusses während der Fallbewegung stark ändert. Zu Beginn des Falls überwiegt der Einfluss der Flamme, nach dem Übergang zu einer angehängten Flamme modifiziert die Flamme lediglich das, was sich am Tropfen aerodynamisch abspielt.

Der Tropfennachlauf und damit auch die Flamme eines brennend fallenden Tropfens durchläuft eine Kaskade an Instabilitäten auf dem Weg von einer laminaren zu einer turbulenten Tropfenströmung.

Der Ansatz der symmetrischen Tropfenverbrennung von Dryer [12] führt lediglich - und dann auch nur eingeschränkt - vor dem Abstreifen der Flamme zu praxiskonformen Aussagen, für das Geschehen längs der weiteren Fallstrecke liefert sie keine brauchbaren Ergebnisse. Aus diesem Grund wurde eine Modifikation dieser Theorie durchgeführt. Die „nicht symmetrische Theorie“ ermöglicht eine Interpretation der Messdaten. Bei ihr wird eine Impulsänderung berücksichtigt, die durch die unsymmetrische Verdunstung entsteht, die ihrerseits einem über die Tropfenoberfläche nicht gleichverteilten Massenausstoß gleichkommt. Entsprechend den Messdaten müssen auf dem Fallweg schallabstrahlender Tropfen drei Bereiche unterschieden werden:

1. Tropfen mit umhüllender Flamme,
2. Tropfen mit kontinuierlicher, angehängter Flamme und
3. Tropfen mit intermittenter Nachlaufflamme und Schallabstrahlung.

Das Hauptaugenmerk wurde in der vorliegenden Arbeit auf den Bereich drei gelegt, da es hier in Abhängigkeit von der Verdunstungsrate an der Tropfenoberfläche zur Abstrahlung von akustischer Energie kommt. Zusätzlich tritt in diesem Bereich bei einer Reynoldszahl von $Re = 1000$ bis 1200 eine Änderung der Form der Flammenfront von einem Flammenring zu einer Flammenkrone auf.

Verantwortlich für das Auftreten der Schallabstrahlung ist ein Zusammenspiel aus der Lage der Flammenfront relativ zum Tropfen in dessen Nachlauf und der Umströmung des Tropfens. Oberhalb einer gewissen Verdunstungsrate, die durch die mittlere Abtropftemperatur ($T > 192,8$ °C für Dodekan) charakterisiert wird, tritt Schallabstrahlung auf, wenn die beiden nachfolgenden kritischen Bedingungen erfüllt sind:

- $Re > Re_{krit} = 275$ und
- $Fr > Fr_{krit} = Fr_{charakteristisch}$ (für Dodekan: $Fr > 25$ bzw. 23)

Dabei ist die kritische Reynoldszahl Re_{krit} mit der dynamischen Viskosität und der Dichte (bei gemittelter Temperatur entsprechend der Mischungsregel) des Gasgemisches in der Strömungsgrenzschicht des Tropfens zu bilden. Für die kritische Froudezahl Fr_{krit} konnte für jeden Brennstoff ein charakteristischer, stoffspezifischer Wert ermittelt werden. Anhand dieser Ergebnisse werden Bereiche verschiedenartiger Flammenstruktur unterschieden (Abb. 4.26, Abb. 4.27 und Abb. 4.28).

Für die Frequenz der Schallabstrahlung konnte an beschleunigt fallenden brennenden Tropfen flüssiger Brennstoffe über den betrachteten Bereich der Fallstrecke von $s \leq 3$ m eine konstante Strouhalzahl von $St = 0,24$ ermittelt werden. Im Vergleich zur Strouhalzahl bei der Umströmung einer kalten, starren Kugel ($St = 0,2$) stellt dies einen leicht erhöhten Wert dar.

Die Kenntnis von möglichen Schallquellen und deren Frequenz ist für alle Bereiche der Technik von großer Bedeutung. In der Literatur wurden die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Instabilitäten bisher nicht erwähnt. Wie aus der Berechnung der Druckänderungen bei der Ablösung von Wirbeln an einer Kugel für eine Umströmung mit Luft unter Umgebungsbedingungen hervorgeht, ist der dadurch verursachte Schalldruck so niedrig, dass er für das menschliche Ohr nicht wahrnehmbar ist. Erst ein Zusammenspiel von Flamme und Aerodynamik bewirkt eine beträchtliche Steigerung der Druckänderungen,

die z.B. an einem beschleunigt fallenden brennenden Polyethylentropfen zu einem gemessenen Schallpegel von $L = 87$ dB (bei einem Abstand des Mikrofons von der Schallquelle von ca. 10 cm) führen.

Für eventuell geplante numerische Simulationen des Strömungsvorgangs können die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Messdaten zur Verifizierung der Ergebnisse herangezogen werden. Sämtliche Messwerte sind leicht reproduzierbar.

Auch bzgl. des Brandschutzes lassen sich aus den vorliegenden Untersuchungen Rückschlüsse ziehen. So können brennende Flüssigkeiten bzw. brennendes Polyethylen durch sich lösende brennende Tropfen in Gebäuden das Feuer in kürzester Zeit über große Strecken auf tiefer gelegene Ebenen übertragen. Messungen an Fallstrecken von etwa 30 m Höhe haben dieses bestätigt.

Verdunstungstheorie und Widerstandsbeiwert

1. Symmetrische Verdunstung

1.1. Theorie

Diese Theorie dient der Beschreibung der Verdunstung fallender Tropfen in heißer Umgebung. Da sich die Flamme der brennend fallenden Tropfen ab einer gewissen Fallstrecke in einem Abstand zum Tropfen in dessen Nachlauf befindet, wird der Vorgang am Tropfen selbst als eine reine Verdunstung betrachtet.

Renksizbulut und Yuen [40] sowie Ochs, Gass und Reh [33] beschreiben die Verdunstung kalter Tropfen in einer heißen Umgebung. Die zu Grunde gelegte Theorie wird in dieser Arbeit kurz als „symmetrische“ Verdunstung bezeichnet. In Ermangelung einer Theorie für die Verdunstung heißer Tropfen in einer kalten Atmosphäre kommt diese Theorie für eine erste Auswertung der brennend fallenden Tropfen zum Einsatz.

In ihren Ausführungen geben Ochs, Gass und Reh an, dass sich der Widerstandsbeiwert eines verdunstenden Tropfens (idealisiert als Kugel betrachtet) und eines nichtverdunstenden Tropfens durch folgende Korrektur beschreiben lassen:

$$C_D = C_{D,0} (1 + B_h)^{-0,2}. \quad (20)$$

Nach Renksizbulut und Yuen kann auf obige Korrektur verzichtet werden, wenn man die Reynoldszahl statt mit den Werten der Außenströmung in einer modifizierten Art bildet:

$$Re_t = \rho_s u_s D / \mu_t, \quad (21)$$

um dem Einfluss der Verdunstungsrate Rechnung zu tragen. Bei der 1/3-Regel (gekennzeichnet durch den Index t) berechnen sich die Stoffwerte einer Mischung nach folgender Formel, bei der für den Faktor r der Wert 1/3 eingesetzt wird:

$$T_r = T_d + r (T_s - T_d) \quad \text{und} \quad (22)$$

$$\mu_r = \mu_d + r (\mu_s - \mu_d). \quad (23)$$

Für einen nicht verdunstenden Tropfen muss entsprechend dieser Regel $r = 1$ gesetzt werden, da die dynamische Viskosität allein auf das den Tropfen umgebende Material (hier: Luft) zurückzuführen ist. Mit abnehmendem Faktor r steigt der Anteil an gasförmigem Tropfenmaterial in dem Gasgemisch um den Tropfen an. Entsprechend ändert sich der Wert der dynamischen Viskosität, der in die Berechnung eingeht. Im zweiten Extremfall ($r = 0$) fällt der Tropfen theoretisch in einer reinen Atmosphäre aus abgedampftem, gasförmigem Dodekan. In der Realität ist ein solcher Fall nicht erreichbar, da die Verdunstungsrate ins Unendliche steigen müsste. Gleichwohl dient dieser Fall gemeinsam mit dem Fall $r = 1$ der Bestimmung eines Bereichs, in dem die Fallgeschwindigkeit eines „symmetrisch“ verdunstenden Tropfens liegt.

1.2. Fallgeschwindigkeit eines „symmetrisch“ verdunstenden Tropfens

Unter der Annahme einer über die gesamte Tropfenoberfläche konstanten Verdunstungsrate wird die Fallgeschwindigkeit u eines Tropfens als Funktion von t aus der folgenden Differentialgleichung (hergeleitet aus der Kräftebilanz am Tropfen) ermittelt:

$$\frac{du}{dt} = g - \frac{3}{4} \frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{liquid}}} \frac{C_D u^2}{D}. \quad (24)$$

Hier bedeuten g die Erdbeschleunigung, ρ_{air} bzw. ρ_{liquid} die Dichten der Luft bzw. der Tropfenflüssigkeit, D den Durchmesser des Tropfens, u die Fallgeschwindigkeit des Tropfens und C_D den Widerstandsbeiwert. In der vorliegenden Arbeit wird der Veränderung des Widerstandsbeiwertes aufgrund der Verdunstung der Tropfen nicht durch die bereits erwähnte Korrekturgleichung (1) Rechnung getragen, sondern in Form von ermittelten Stoffgrößen des Gasgemisches in der Tropfengrenzschicht. Am Tropfen greifen folgende Kräfte an:

- Gewichtskraft F_G ,
- virtuelle Massenkraft F_{virtuell} ,
- Auftriebskraft F_A und
- Reibungskraft F_D .

Die Auftriebskraft des Tropfens resultiert aus dem Gewicht des von ihm verdrängten Luftvolumens. Sie kann gegenüber der Gewichtskraft des Tropfens vernachlässigt werden, da für die Dichten von Luft und Tropfenmaterial gilt: $\rho_{\text{Luft}} \ll \rho_{\text{Tropfenmaterial}}$.

Die am Tropfen angreifende Reibungskraft setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

- Reibung durch die thermische Konvektionsströmung und
- Reibung durch die Anströmgeschwindigkeit.

Die Größe der Reibungskraft durch die thermische Konvektionsströmung wird im Fall von symmetrisch verdunstenden, nicht brennenden Tropfen durch eine veränderte dynamische Viskosität des Gasgemisches in der Umgebung des Tropfens berücksichtigt (vgl. Mischungsregel).

Korrekturweise sind bei einer beschleunigten Bewegung einer Kugel in ruhender Luft auch die lokalen Beschleunigungsterme des ruhenden, den Körper umgebenden Fluids mit zu berücksichtigen. Das führt zum Begriff der „virtuellen Massenkraft“, die in der Differentialgleichung durch eine Zusatzmasse zur Tropfenmasse berücksichtigt wird. Bei einem kugelförmigen Körper beträgt die virtuelle Massenkraft die Hälfte der verdrängten Fluidmasse. Im vorliegenden Fall kann dieser Korrekturterm vernachlässigt werden, da die Dichte von Luft um Dimensionen unter der Dichte des Tropfenmaterials liegt. Die nachfolgende Abb. A1-1 zeigt die Kräfte am Tropfen.

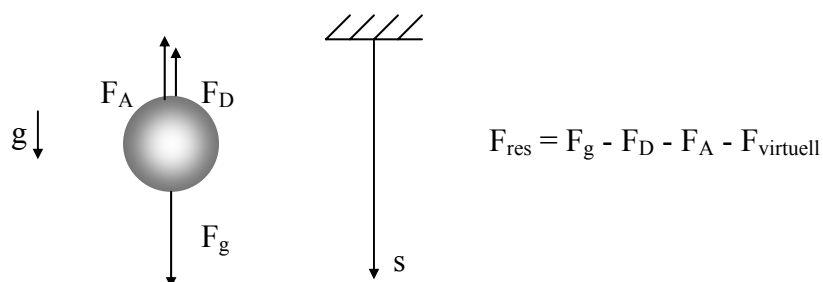


Abb. A1-1: Kräfte am Tropfen bei symmetrischer Verdunstung

Für den Widerstandsbeiwert $C_{D,0}$ von starren Kugeln als Funktion der Reynoldszahl werden von Turns [31], Ochs et al. [33] und Clift et al. [47] verschiedene Näherungen angegeben: Diese Formeln und ihre Gültigkeitsbereiche lauten wie folgt:

$$\text{Turns [31]: } C_{D,0} = f(\text{Re}_{D,\text{rel}}) \approx \frac{24}{\text{Re}_{D,\text{rel}}} + \frac{6}{1 + \sqrt{\text{Re}_{D,\text{rel}}}} + 0,4 \quad 0 \leq \text{Re}_{D,\text{rel}} \leq 2 \cdot 10^5 \quad (25)$$

$$\text{Ochs et al. [33]: } C_{D,0} = 24(1 + 0,1315 \text{Re}^{0,82 - \log_{10} \text{Re}}) / \text{Re} \quad \text{keine Angabe} \quad (26)$$

$$\text{Clift et al. [47]: } C_{D,0} = \frac{24}{\text{Re}_{D,\text{rel}}} (1 + 0,15 \text{Re}^{0,678}) \quad \text{Re} \leq 1000 \quad (27)$$

In der Abb. A1-2 sind neben den drei Näherungen für C_D die Messwerte von fallenden, kalten Kugeln (entnommen aus Schlichting [41]) eingetragen. Der Reynoldszahlbereich der Tropfen geht in der vorliegenden Arbeit bis $\text{Re} = 2000$ und für Kugel bis $\text{Re} = 3000$. Die beste Annäherung an die experimentellen Daten aus [41] liefert die Formel von Turns.

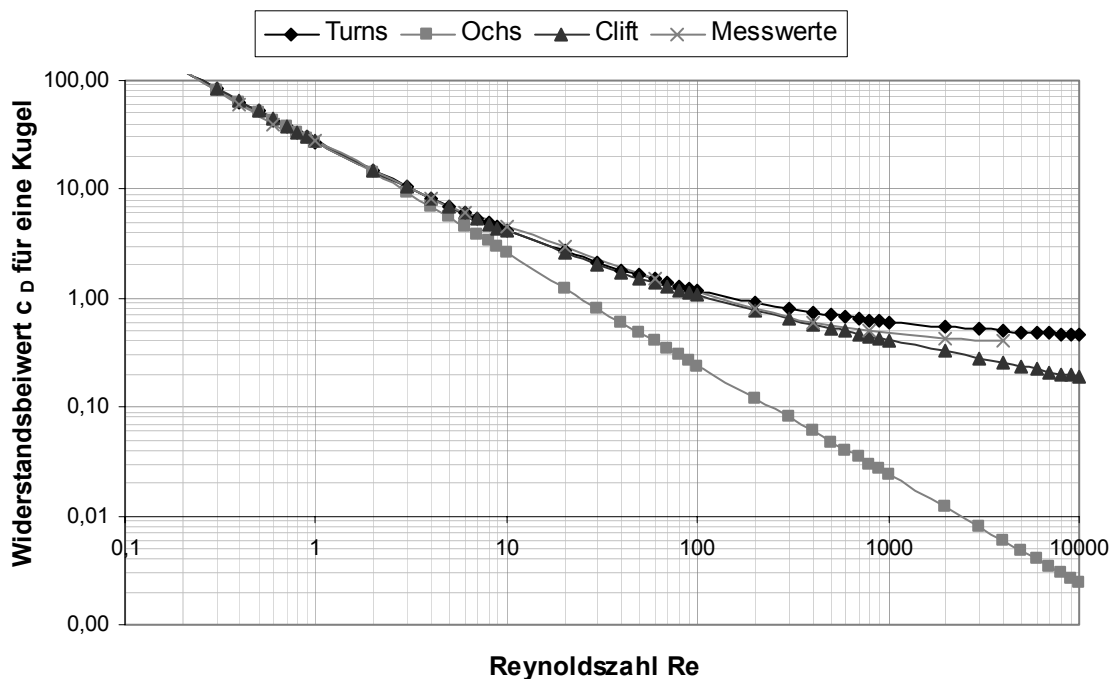


Abb. A1-2: Widerstandsbeiwert einer kalten Kugel in Abhängigkeit von der Reynoldszahl (identisch Abb. 4.9)

Somit gilt für den Widerstandsbeiwert fallender Kugeln die Beziehung:

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_{D,\text{rel}}} + \frac{6}{1 + \sqrt{\text{Re}_{D,\text{rel}}}} + 0,4, \quad \text{mit } \text{Re} = \frac{u D \rho_{\text{Air}}}{\mu_r} \quad (28)$$

$$\rightarrow \frac{du}{dt} = g - C_1 u - C_2 \frac{C_5 u^2 - C_6 u^{5/2}}{C_3 - C_4 u} - C_7 u^2 \quad (29)$$

Für die Berechnung der Tropfengeschwindigkeit bei symmetrischer Verdunstung wurden folgende Annahmen getroffen:

- der Tropfen besitzt auf der Fallstrecke von 3 m eine konstante Oberflächentemperatur von $T_d = 200 \text{ °C}$,
- die Verbrennung von gasförmigem Tropfenmaterial wirkt lediglich als Strahlungsenergiequelle für die Aufrechterhaltung der Oberflächentemperatur,
- die Umgebungstemperatur ist $T_s = 20 \text{ °C}$ und
- die Masse des Tropfens wird auf der Fallstrecke von 3 m als annähernd konstant betrachtet.

Die Konstanten C_1 bis C_7 berechnen sich wie folgt:

$$C_1 = \frac{18\mu_r}{D^2 \rho_{\text{liquid}}}, \quad C_2 = \frac{9}{2} \frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{liquid}}}, \quad C_3 = \mu_r D, \quad C_4 = \rho_{\text{air}} D^2, \quad C_5 = \mu_t \quad (30 - 34)$$

$$C_6 = \sqrt{D \rho_{\text{air}} \mu_r}, \quad C_7 = \frac{3}{10} \frac{\rho_{\text{air}}}{\rho_{\text{liquid}} D}. \quad (35, 36)$$

Mit $u = ds/dt$ ergibt sich als Lösung der Differentialgleichung (9) der Fallweg s als Funktion der Geschwindigkeit u zu:

$$s(u) = \int_0^u \frac{C_3 \bar{u} - C_4 \bar{u}^2}{g C_3 - (g C_4 + C_1 C_3) \bar{u} + (C_1 C_4 - C_2 C_5 - C_3 C_7) \bar{u}^2 + C_2 C_6 \bar{u}^{5/2} + C_4 C_7 \bar{u}^3} d\bar{u}. \quad (8)$$

Dieses Integral wird mittels der Trapezregel approximiert. Bei einer Temperatur der Tropfenoberfläche von 200 °C ergeben sich für nicht verdunstende Tropfen ($r = 1$) und für Dodekantropfen, die in einer reinen Atmosphäre aus dampfförmigem Dodekan fallen, die beiden grauen Kurven in Abb. A1-3. Zum Vergleich sind die aus Messungen gewonnenen

Daten (schwarz) eingetragen. Die Messdaten weichen oberhalb einer Fallstrecke von 0,25 m erheblich von den theoretischen Kurven ab.

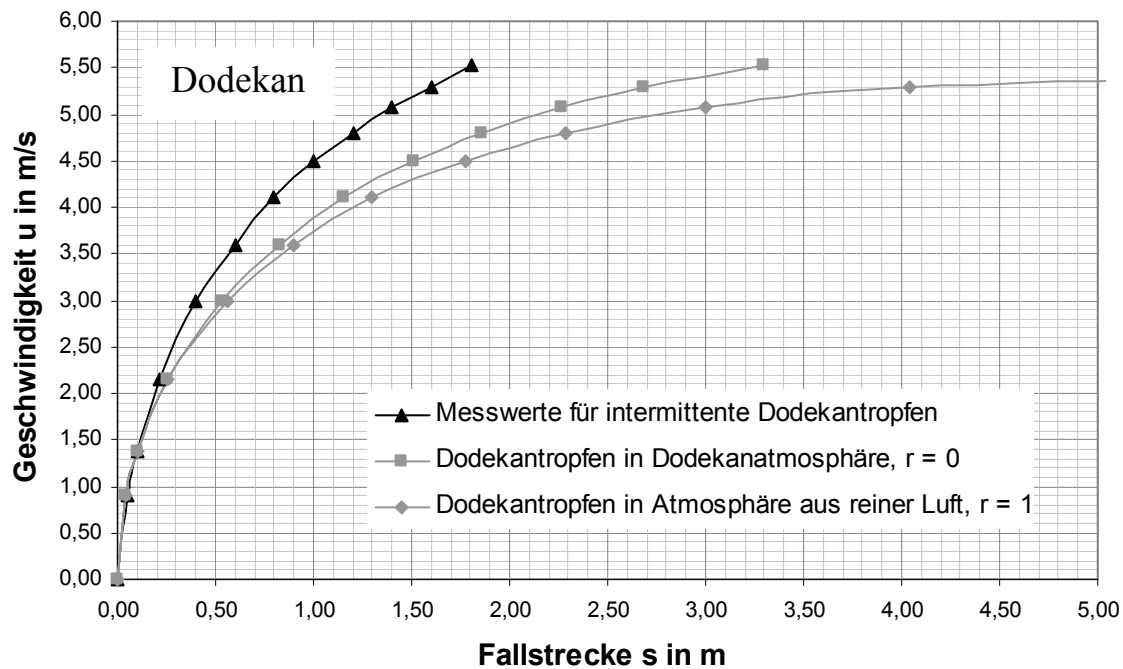


Abb. A1-3: Geschwindigkeits-Weg-Kurven für Dodekantropfen (identisch Abb. 4.10)

Die Annahme einer konstanten Verdunstungsrate über die gesamte Tropfenoberfläche und die Vernachlässigung der Wirkung der Flamme lassen sich somit nicht aufrechterhalten, da die gemessenen Geschwindigkeiten deutlich oberhalb der berechneten Werte liegen. Die Kinematik brennend fallender Tropfen muss daher von einer unsymmetrischen Verdunstung ausgehen, bei der die Verdunstung im Falle einer abgestreiften Flamme vorwiegend im Totwassergebiet des Tropfens - auf der der Flamme zugewandten Tropfenseite - erfolgt. Der Massenausstoß entgegen der Fallrichtung bewirkt am Tropfen eine Impulsänderung in Bewegungsrichtung und resultiert somit in einer zusätzlichen Beschleunigung des Tropfens.

Die symmetrische Verdunstungstheorie ist auf fallende brennende Dodekantropfen nicht anwendbar. Es wird daher eine Modifikation dieser Theorie vorgenommen.

1.3. Vergleich brennend fallender Tropfen mit fallenden Wassertropfen in Luft

Dieser Vergleich zeigt die Einflüsse der Verdunstung bzw. der Wirkung der Flamme und den Einfluss der Dichte der Tropfenmaterialien auf den Bewegungsablauf fallender brennender Tropfen im Schwerfeld der Erde. Zur Berechnung der Weg-Zeit-Kurven von Tropfen werden die folgenden Daten herangezogen:

	Temperatur:	Dichte:	Durchmesser:
Wasser:	20 °C	1,0 kg/dm ³	2,78 mm
Dodekan:	200 °C	0,605 kg/dm ³	2,78 mm
Polyethylen:	-	0,470 kg/dm ³	2,78 mm

In Abb. A1-4 und A1-5 sind gemäß den Formeln (10) und (11) die Weg-Zeit-Diagramme für die drei Materialien: Wasser, Dodekan und Polyethylen aufgetragen. Der Wassertropfen fällt trotz seiner größeren Dichte im Intervall $0,2 \text{ s} \leq t \leq 1,0 \text{ s}$ wesentlich langsamer als ein brennender Dodekantropfen. Da sowohl die Polyethylen- als auch die Dodekantropfen eine geringere Dichte aufweisen, liegt die maximale Endgeschwindigkeit der Wassertropfen deutlich höher. Somit kehrt sich für $t \geq 0,35 \text{ s}$ obiger Trend um. Abb. A1-5 gibt das Verhalten der Geschwindigkeit für fallende Tropfen als Funktion der Zeit.

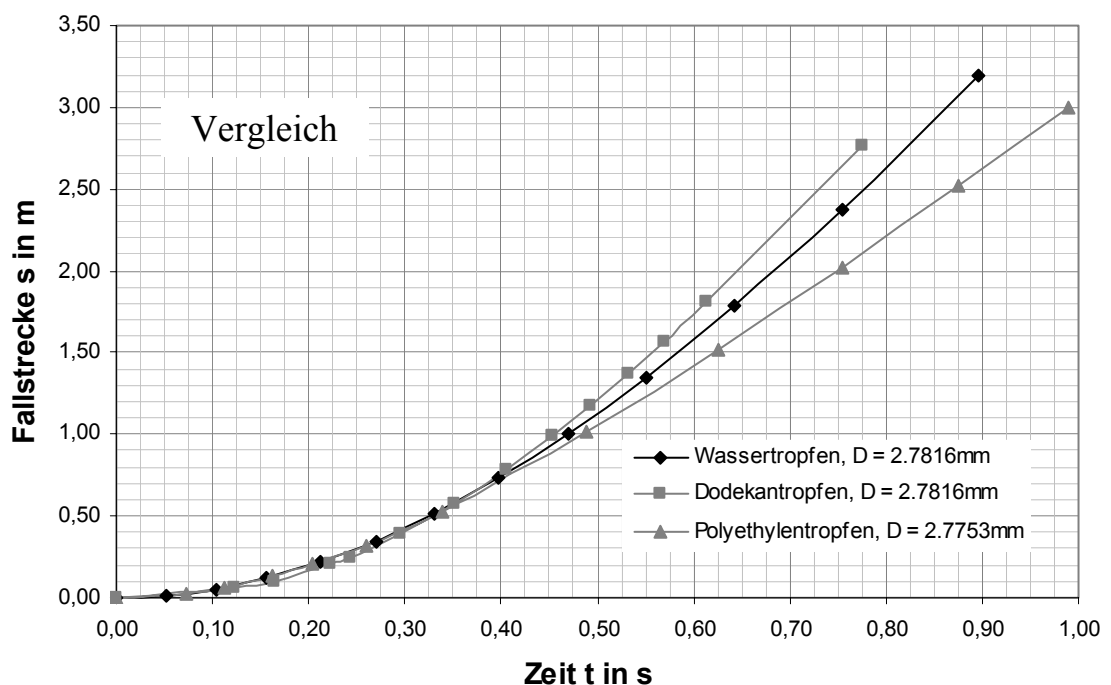


Abb. A1-4: Weg-Zeit-Diagramm für Wassertropfen und brennende Tropfen aus Polyethylen bzw. Dodekan

Das Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm für Dodekan weicht deutlich von den Kurven für Wasser bzw. Polyethylen ab. Im Intervall $0 \text{ s} \leq t \leq 0,2 \text{ s}$ fällt der Dodekantropfen mit geringerer Geschwindigkeit als die Wasser- oder Polyethylentropfen. Für $t \geq 0,2 \text{ s}$ liegt seine Geschwindigkeit deutlich oberhalb der Kurven für Wasser und Polyethylen.

Dieses Verhalten erklärt sich aus dem Einfluss der Verdunstung beim Dodekan in der Anfangsphase der Fallbewegung. Für $t \leq 0,2 \text{ s}$ ist der Dodekantropfen während seines Falls von der Flamme umhüllt, deren geringster Abstand von seiner Oberfläche am vorderen Staupunkt liegt. Wegen der - relativ zum aufgeschmolzenen Polyethylen - niedrigen Siedetemperatur ergibt sich beim Dodekan ein großer Massenausstoß am vorderen Staupunkt in Fallrichtung. Dieser Impuls wirkt auf den Tropfen bremsend. Für $t \geq 0,2 \text{ s}$ liegt die Flammenfront im Nachlauf des Tropfens und heizt nur den Bereich des hinteren Staupunkts auf. Der hier ausgestoßene Volumenstrom wirkt durch seine Impulsübertragung auf den Tropfen beschleunigend. Das erklärt seine Geschwindigkeitszunahme bei längeren Fallzeiten.

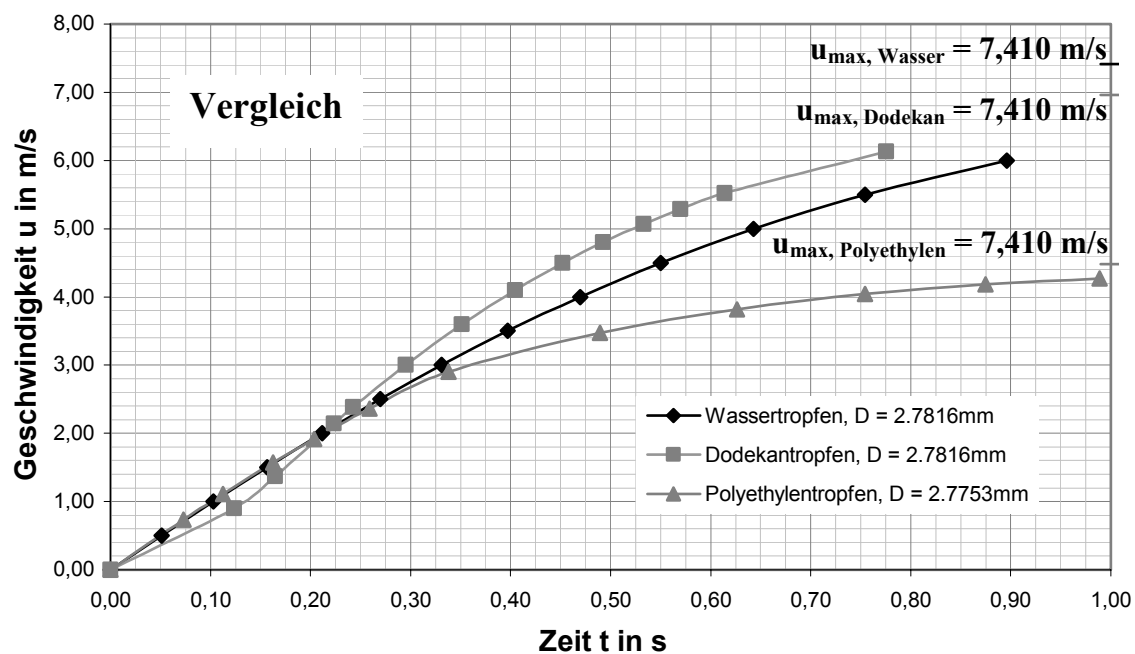


Abb. A1-5: Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm für Wassertropfen und brennende Tropfen aus Polyethylen bzw. Dodekan

2. “Nicht symmetrische“ Verdunstung

Das System aus Flamme und Tropfen besitzt auf seiner Fallstrecke mehrere unterschiedliche Phasen:

- die Flamme umhüllt den Tropfen zu Beginn des Falls (für Dodekan gilt: $s < 4$ cm),
- die Flamme befindet sich im Nachlauf des Tropfens, Schallabstrahlung tritt noch nicht auf (für Dodekan: $4 \text{ cm} \leq s \leq 10 \text{ cm}$) und
- Nachlaufflamme mit Schallabstrahlung (für Dodekan: $s > 10$ cm).

Die Veränderungen am System aus Tropfen und Flamme wirken sich auf die Kinematik des Tropfens aus. Bei der nicht symmetrischen Verteilung der Verdunstungsrate geht die Wirkung der Verdunstung in Form einer zusätzlichen Kraft infolge des Massenausstoßes in die Kräftebilanz am Tropfen ein. Diese Kraft ist unabhängig von der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umgebung und wird daher in den weiteren Berechnungen durch einen additiven Zusatzterm Δg zur Erdbeschleunigung g berücksichtigt.

Durch das Abstreifen der Flamme wird die Umgebungstemperatur des Tropfens und somit die mittlere Temperatur und die Zusammensetzung des Gasgemisches in der Strömungsgrenzschicht verändert. Dies wirkt sich auf den Widerstandsbeiwert aus. Da diese Größe nicht messbar oder berechenbar ist, wird auch ihre Wirkung in dem Zusatzterm Δg berücksichtigt. In den Berechnungen werden folgende Annahmen getroffen:

- Der Tropfen besitzt auf der gesamten Fallstrecke eine Nachlaufflamme,
- die Oberflächentemperatur beträgt konstant $T_d = 200$ °C und
- die Umgebungstemperatur ist $T_s = 20$ °C und
- der Tropfendurchmesser wird auf einer Fallstrecke von 3 m als annähernd konstant angenommen, da der Massenverlust durch Verdunstung klein ist (vgl. Kap. 4.1).

Mit Hilfe der Messdaten (Geschwindigkeits-Weg-Kurven) für Dodekan- und Polyethylen-tropfen wurden die Beschleunigungswerte zwischen je zwei Messpunkten ermittelt. Für die Fallbewegung der schallabstrahlenden Dodekantropfen ergibt sich die Notwendigkeit einer Einteilung in drei Beschleunigungsbereiche:

- Anfangsbereich: Tropfen fällt mit umhüllender Flamme,
- Übergangsbereich: Tropfen fällt mit Nachlaufflamme vor dem Umbruch,
- Endbereich: Tropfen nach dem Umbruch.

Für Polyethylen wurde die Fallstrecke in zwei Bereiche unterteilt:

- Tropfen vor dem Umbruch,
- Tropfen nach dem Umbruch.

Polyethylentropfen besitzen eine sehr hohe Abtropftemperatur ($T \approx 340 \text{ °C}$), eine vergleichsweise geringe Verdunstungsrate und eine hohe Wärmekapazität. Aus diesem Grund ändert sich die Kinematik der Tropfen mit dem Abstreifen der Flamme nicht schlagartig sondern nur allmählich. Eine größere Änderung konnte hingegen beim Übergang zur Schallabstrahlung (nach dem Umbruch) festgestellt werden.

In Abb. A1-6 sind für die Tropfenmaterialien Dodekan und Polyethylen die angepassten Geschwindigkeits-Weg-Kurven aufgetragen (durchgezogene Kurven). Zum Vergleich sind die Messdaten mit eingezeichnet (Dodekan: Rauten, Polyethylen: Dreiecke). Die Berechnungen wurden für den Fall $r = 1$ (Umgebung aus reiner Luft) durchgeführt.

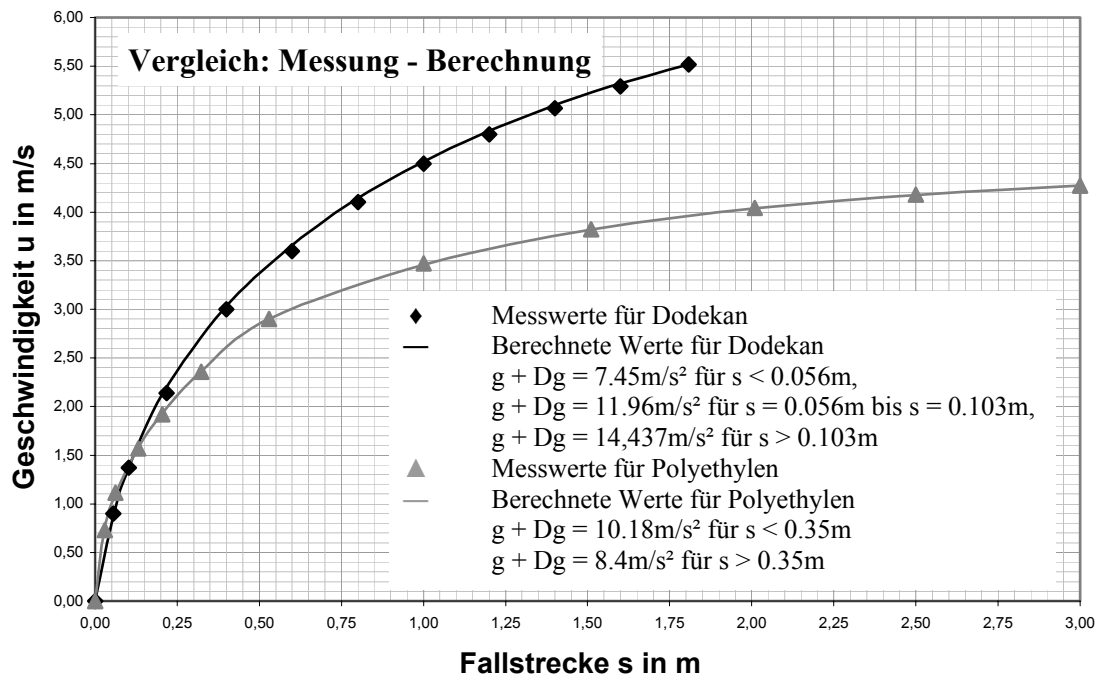


Abb. A1-6: Geschwindigkeits-Weg-Kurven für brennend fallende Dodekan- und Polyethylentropfen (identisch Abb. 4.14)

Aus den so gewonnenen Geschwindigkeits-Weg-Kurven ermittelt man Weg-Zeit- bzw. Geschwindigkeits-Zeit-Diagramme. Mittels Gleichung (10) kann die Fallzeit der Tropfen aus einer Quadratur berechnet werden:

$$t = \int_0^u \frac{C_3 - C_4 \bar{u}}{g C_3 - (g C_4 + C_1 C_3) \bar{u} + (C_1 C_4 - C_2 C_5 - C_3 C_7) \bar{u}^2 + C_2 C_6 \bar{u}^{5/2} + C_4 C_7 \bar{u}^3} d\bar{u} . \quad (9)$$

Abb. A1-7 und A1-8 geben die Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Diagramme für Dodekan und Polyethylen wieder.

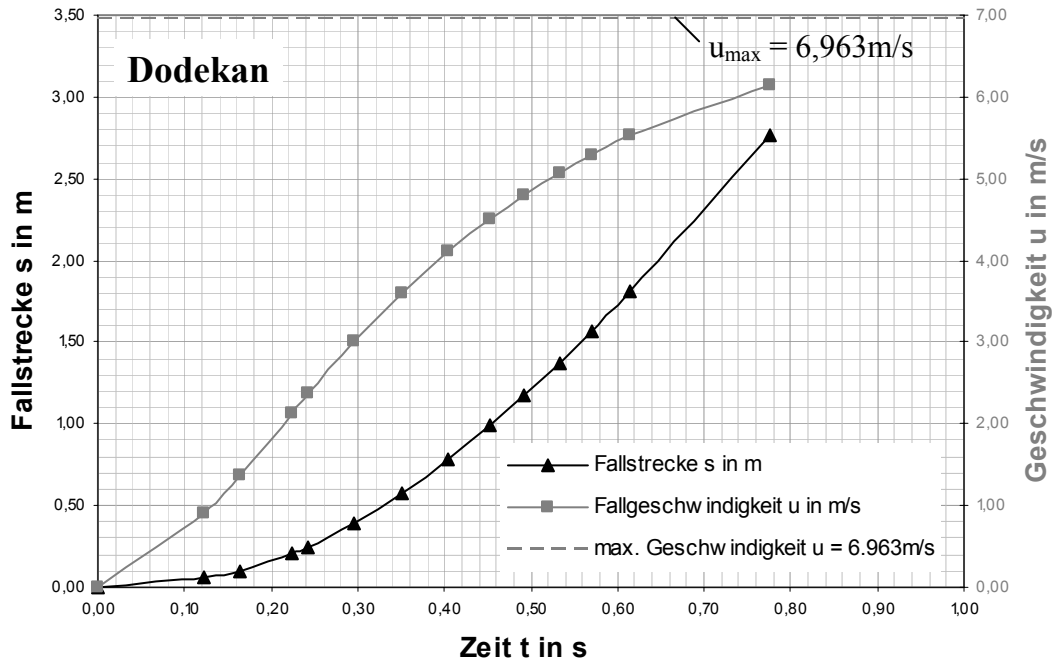


Abb. A1-7: Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm für Dodekan (identisch Abb. 4.15)

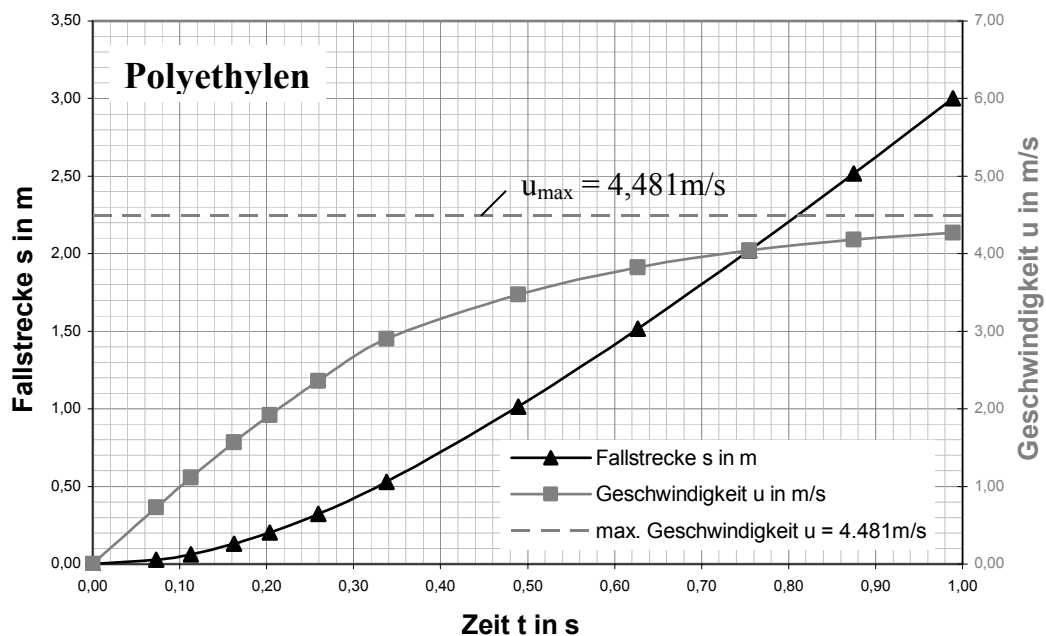


Abb. A1-8: Weg-Zeit- und Geschwindigkeits-Zeit-Diagramm für Polyethylen (identisch Abb. 4.16)

Mittlere kinematische Viskosität in der Grenzschicht eines Tropfens

1. Kinetische Gastheorie

Nach Plawsky [48] erhält man einen Ausdruck für die Viskosität eines Gases durch die Betrachtung des Impulstransports via molekularer Kollision zwischen Gasparkeln. Dieser Ansatz basiert auf einem der erfolgreichsten und langlebigsten Modelle in der Physik: der kinetischen Gastheorie. Sie basiert auf der Annahme, dass die thermodynamischen Größen und die Transportgrößen einer Ansammlung von Gasparkeln aus der Kenntnis ihrer Masse, Teilchendichte und Geschwindigkeitsverteilung berechnet werden können. Jedes einzelne Gasparkel wird als starre Billardkugel des Durchmessers D_p und der Masse m , ohne die Wirkung von Anziehungskräften, angenommen. Der Abstand zwischen den Gasparkeln muss groß genug sein, so dass die Partikel als Punkte angenommen werden können. Die Kollision zweier Gasparkel wird als rein elastisch angenommen. Diese Annahmen setzen ein ideales Gas voraus.

Die beiden grundlegenden Gleichungen der kinetischen Gastheorie beschreiben den Druck, den ein Gas auf die Wände eines Behälters ausübt und die Geschwindigkeitsverteilung der Gasparkel bei gegebener Temperatur.

Die Geschwindigkeitsverteilung für ideale Gase wurde zunächst von Maxwell entwickelt und später von Boltzmann theoretisch bewiesen. Die Gleichung trägt beide Namen und definiert die Wahrscheinlichkeit P_v dafür, dass ein Partikel eine Geschwindigkeit zwischen u und $u + du$ besitzt. Dabei ist $u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}$.

$$P_v(u) = \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)}{2k_b T} \right) \quad \text{Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung} \quad (37)$$

Die dynamische Viskosität ergibt sich nach dieser Theorie zu:

$$\mu = \frac{2}{3\pi^{3/2}} \frac{\sqrt{m k_b T}}{d_p^2} \quad (38)$$

2. Chapman-Enskog-Theorie

Die Chapman-Enskog-Theorie bringt die Transportgrößen von Gasen in Verbindung mit der potentiellen Energie Φ_u der Interaktion eines Partikelpaares im Gas. Diese Theorie berücksichtigt sowohl die Kräfte mit langer als auch kurzer Reichweite, die zwischen zwei Partikeln wirken. Darüber hinaus gibt sie das Konzept - dass Partikel starre, punktförmige Kugeln sind - auf. Die Kraft zwischen den Partikeln ergibt sich zu:

$$F = \frac{d\Phi_u}{dr}. \quad (39)$$

Eine exakte funktionale Form für Φ_u ist nicht bekannt. Eine Vielzahl von Versuchen zeigt, dass das Lennard-Jones-Potential eine gute Approximation der tatsächlichen Art der Interaktion darstellt.

$$\Phi_u = 4\varepsilon_f \left[\left(\frac{\sigma_f}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_f}{r} \right)^6 \right] \quad (40)$$

Werte für die Lennard-Jones-Parameter σ_f und ε_f kann man entsprechenden Tabellen in geeigneten Handbüchern entnehmen oder für Gase - über die entsprechenden kritischen Werte der Gase - bestimmen:

$$\frac{\varepsilon_f}{k_b} (\text{K}) = 0,77 T_{\text{krit}} \quad \text{und} \quad (41)$$

$$\sigma_f (\text{\AA}) = 8,41 \sqrt[3]{V_{\text{krit}}} . \quad (42)$$

Für Gase, die aus einer Atomsorte bestehend, ergibt sich die dynamische Viskosität zu:

$$\mu = 2,669 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{MW T}}{\sigma_f^2 \Omega_u} . \quad (43)$$

Obige Gleichung passt auch auf Gase, die aus mehreren Atomsorten bestehen recht gut, vorausgesetzt die Parameter σ_f und ε_f bekannt sind.

3. Vorgehensweise in dieser Arbeit zur Berechnung der kinematischen Viskosität eines Dodekan-Luft-Gemisches bzw. Polyethylen-Luft-Gemisches

Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, handelt es sich bei der Bildung und Ablösung von Wirbeln im Nachlauf brennender Tropfen um eine strömungsmechanische Instabilität, die sich durch eine gemessene konstante Strouhalzahl von $St = 0,24$ für Materialien, die nicht einer starken Abkühlung unterliegen, auszeichnet. Eine ähnliche Instabilität tritt auch bei der Umströmung kalter Flüssigkeitstropfen auf. Dort ermittelt man für die Strouhalzahl den Wert $St = 0,2$. Der Anstieg der Strouhalzahl von $0,2$ auf $0,24$ ist auf die Verdunstung der Tropfen zurückzuführen. Sie führt zu einem schnelleren Anwachsen des Totwassers und somit zu einem schnelleren Ablösen dieses Gebietes. Unter der Annahme strömungsmechanischer Ähnlichkeit der beiden Vorgänge müssen auch die beiden Reynoldszahlen bei einsetzender Schallabstrahlung bzw. beginnender Instabilität gleich groß sein.

Relevant für die Betrachtung der kinematischen Viskosität der so definierten Reynoldszahl ist der Bereich der Strömungsgrenzschicht um den Tropfen. Für eine Grenzschicht aus reiner Luft bei 20 °C und 1013 hPa Atmosphärendruck ergeben sich die kritischen Reynoldszahlen für die beginnende Wirbelablösung zu:

- kalter Tropfen: $Re_{\text{krit., kalter Tropfen}} = 275$
- Dodekantropfen: $Re_{\text{krit., Dodekan}} = \frac{1,4\text{ m/s} \times 2,7816 \times 10^{-3}\text{ m}}{15,23 \times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}} = 256$
- Polyethylentropfen: $Re_{\text{krit., Dodekan}} = \frac{2,5\text{ m/s} \times 2,7753 \times 10^{-3}\text{ m}}{15,23 \times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}} = 456$

Im Fall des kalten Tropfens (20 °C) besteht die Grenzschicht aus reiner Luft von 20 °C . Bei einem heißen Tropfen erhöht sich die mittlere Temperatur und dadurch die kinematische Viskosität der Luft in der Grenzschicht. Berücksichtigt man nun zusätzlich die Verdunstung der Tropfen, so handelt es sich in der Grenzschicht um ein Gasgemisch bei erhöhter Temperatur. Für dieses Gasgemisch muss die kinematische Viskosität unter nachfolgenden Einflussgrößen bestimmt werden:

- Temperaturgradienten,
- Konzentrationsgradienten,
- Geschwindigkeitsgradienten und
- Druckgradienten am Tropfen sowie
- transiente, instationäre Vorgänge um den Tropfen.

Jede exakte Berechnung der kinematischen Viskosität des Gasmisches in der Grenzschicht scheitert daran, dass nicht alle benötigten Einflussgrößen vorliegen und auch nicht gemessen werden können.

Daher wird in dieser Arbeit lediglich eine Abschätzung der Größe der kinematischen Viskosität vorgenommen. Unter der Voraussetzung, dass die kritische Reynoldszahl für die Wirbelablösung $Re = 275$ ist, ergibt sich die kinematische Viskosität des Fluids in der Grenzschicht zu:

- Dodekan:
$$v_{\text{Dodekan}} = \frac{1,4 \text{ m/s} \times 2,7816 \times 10^{-3} \text{ m}}{275} = 14,16 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$
- Polyethylen:
$$v_{\text{Polyethylen}} = \frac{2,5 \text{ m/s} \times 2,7753 \times 10^{-3} \text{ m}}{275} = 25,23 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

3.1. Berechnung der Dichte des Dodekan-Luft-Gemisches

Die mittlere Dichte eines Gasmisches um einen verdunstenden, fallenden Tropfen kann nach Turns [31] anhand der Bedingungen an der Tropfenoberfläche und in großer Entfernung vom Tropfen berechnet werden. Unter Annahme einer konstanten Oberflächentemperatur ergibt sich aus der Clausius-Clapeyron-Gleichung folgender Zusammenhang:

$$\frac{dp}{p} = \frac{h_{fg}}{R} \frac{dT}{T^2} \quad (44)$$

Die Integration ergibt:

$$\frac{p_{\text{sat}}}{p(=1 \text{ atm})} = \exp \left[\frac{-h_{fg}}{R_u / MW_{\text{Dodekan}}} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{siede}}} \right) \right] \quad (45)$$

$$\chi = \frac{p_{\text{sat}}}{p(=1 \text{ atm})} \quad (46)$$

$$MW_{\text{mix},i} = \kappa_{\text{Dodekan}} MW_{\text{Dodekan}} + (1 - \kappa_{\text{Dodekan}}) MW_{\text{Luft}} \quad (47)$$

$$\overline{MW} = 0,5 (MW_{\text{mix},i} + MW_{\text{mix},\infty}) \quad (48)$$

Es handelt sich um eine Mischungsregel mit $r = 0,5$. In allgemeiner Form lautet sie:

$$\overline{MW} = MW_{\text{mix},i} + r (MW_{\text{Luft}} - MW_{\text{mix},i}) \quad (49)$$

$$Y_{\text{Dodekan}} = \kappa_{\text{Dodekan}} \frac{MW_{\text{Dodekan}}}{MW_{\text{mix},i}} \quad (50)$$

$$\bar{\rho} = \frac{p}{(R_u / MW) T} \quad \text{für ideale Gase unter isothermen, isobaren Bedingungen.} \quad (51)$$

Die berechneten Werte für unterschiedliche Oberflächentemperaturen sind in einer Tabelle A2-1 unter Punkt 3.3 aufgeführt.

3.2. Berechnung der dynamischen Viskosität für das Dodekan-Luft-Gemisch

Gemäß den Ausführungen von Renksizbulut und Yuen [40] kann die dynamische Viskosität eines Gasgemisches um einen verdunstenden Tropfen mittels der Mischungsregel berechnet werden. Dabei handelt es sich um eine stark vereinfachte Betrachtung, die mit einem entsprechend großen Fehler behaftet ist.

$$\mu_{\text{Gemisch}} = \mu_{\text{Tropfenoberfläche}}(T) + r[\mu_{\infty}(T) - \mu_{\text{Tropfenoberfläche}}(T)] \quad (52)$$

An der Tropfenoberfläche selbst liegt ebenfalls ein Gemisch - aus gasförmigem Dodekan und heißer Luft - vor. Dessen dynamische Viskosität $\mu_{\text{Tropfenoberfläche}}$ wird entsprechend der Massenanteile Y berechnet, da die dynamische Viskosität auf einem Impulsaustausch und somit einer massebezogenen Größe beruht.

$$\mu_{\text{Tropfenoberfläche}} = Y \mu_{\text{Dodekan}}(T_{\text{Tropfenoberfläche}}) + (1 - Y) \mu_{\text{Luft}}(T_{\text{Tropfenoberfläche}}) \quad (53)$$

Auch diese Werte könne der Tabelle A2-1 unter Punkt 3.3 entnommen werden.

3.3. Berechnete kinematische Zähigkeiten für Dodekan-Luft-Gemische

Die Dichte des Dodekan-Luft-Gemisches wurde mit der mittleren Temperatur des Gemisches gemäß der Mischungsregel berechnet:

$$\bar{T} = T_{\text{Oberfläche}} + r(T_{\infty} - T_{\text{Oberfläche}}) \quad (54)$$

In Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur des Dodekantropfens und vom Mischungsfaktor r ergeben sich für die Dichte des Dodekan-Luft-Gemisches nachfolgende Werte. Für den Fall $r = 1$ besteht das Gemisch aus reiner Luft von 20 °C, bei $r = 0$ gelten für den gesamten Raum die Bedingungen an der Tropfenoberfläche.

	$r = 1$	$r = 0,9$	$r = 0,8$	$r = 0,7$	$r = 0,6$	$r = 0,5$	$r = 0,4$	$r = 0,3$	$r = 0,2$	$r = 0,1$	$r = 0$
$T_{\text{Oberfl.}}$	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}	ρ_{Gemisch}
°C	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³	kg/m ³
20,00	1,2030	1,2034	1,2039	1,2043	1,2048	1,2052	1,2057	1,2061	1,2066	1,2070	1,2075
30,00	1,2030	1,1997	1,1965	1,1932	1,1900	1,1868	1,1836	1,1805	1,1774	1,1742	1,1712
40,00	1,2030	1,1962	1,1896	1,1830	1,1765	1,1701	1,1638	1,1576	1,1514	1,1454	1,1394
50,00	1,2030	1,1932	1,1835	1,1741	1,1648	1,1557	1,1468	1,1380	1,1295	1,1211	1,1128
60,00	1,2030	1,1906	1,1785	1,1668	1,1554	1,1442	1,1333	1,1227	1,1124	1,1023	1,0925
70,00	1,2030	1,1888	1,1751	1,1618	1,1490	1,1366	1,1245	1,1128	1,1015	1,0905	1,0798
80,00	1,2030	1,1881	1,1738	1,1600	1,1467	1,1340	1,1217	1,1098	1,0984	1,0873	1,0767
90,00	1,2030	1,1888	1,1752	1,1622	1,1498	1,1379	1,1265	1,1156	1,1051	1,0950	1,0853
100,00	1,2030	1,1913	1,1803	1,1697	1,1598	1,1502	1,1412	1,1325	1,1243	1,1164	1,1088
110,00	1,2030	1,1963	1,1901	1,1842	1,1786	1,1733	1,1682	1,1635	1,1589	1,1546	1,1505
120,00	1,2030	1,2045	1,2059	1,2072	1,2085	1,2097	1,2108	1,2118	1,2128	1,2138	1,2146
130,00	1,2030	1,2166	1,2293	1,2412	1,2523	1,2626	1,2724	1,2815	1,2902	1,2983	1,3060
140,00	1,2030	1,2337	1,2622	1,2885	1,3130	1,3358	1,3572	1,3771	1,3959	1,4135	1,4301
150,00	1,2030	1,2569	1,3065	1,3521	1,3944	1,4335	1,4699	1,5039	1,5356	1,5653	1,5932
160,00	1,2030	1,2875	1,3647	1,4354	1,5004	1,5604	1,6160	1,6676	1,7156	1,7604	1,8023
170,00	1,2030	1,3270	1,4394	1,5419	1,6357	1,7219	1,8013	1,8747	1,9428	2,0061	2,0651
180,00	1,2030	1,3770	1,5338	1,6760	1,8054	1,9237	2,0323	2,1323	2,2247	2,3104	2,3900
190,00	1,2030	1,4394	1,6512	1,8421	2,0150	2,1724	2,3163	2,4482	2,5697	2,6820	2,7860
200,00	1,2030	1,5162	1,7952	2,0453	2,2707	2,4749	2,6608	2,8307	2,9867	3,1303	3,2630
210,00	1,2030	1,6098	1,9699	2,2909	2,5789	2,8387	3,0742	3,2888	3,4850	3,6652	3,8312

Tabelle A2-1: Dichte von Dodekan-Luft-Gemischen

Die dynamische Viskosität des Gemisches aus gasförmigem Dodekan und Luft in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur des Dodekantropfens und vom Mischungsfaktor r ist in Tabelle A2-2 angegeben.

	r = 1	r = 0,9	r = 0,8	r = 0,7	r = 0,6	r = 0,5	r = 0,4	r = 0,3	r = 0,2	r = 0,1	r = 0
T	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}	μ_{Mischung}
°C	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²	Ns/m ²
20	1,813E-05	1,813E-05	1,812E-05	1,812E-05	1,811E-05	1,810E-05	1,810E-05	1,809E-05	1,809E-05	1,808E-05	1,807E-05
30	1,813E-05	1,817E-05	1,821E-05	1,825E-05	1,828E-05	1,832E-05	1,836E-05	1,839E-05	1,843E-05	1,847E-05	1,851E-05
40	1,813E-05	1,821E-05	1,829E-05	1,836E-05	1,844E-05	1,852E-05	1,859E-05	1,867E-05	1,875E-05	1,882E-05	1,890E-05
50	1,813E-05	1,824E-05	1,835E-05	1,846E-05	1,857E-05	1,868E-05	1,879E-05	1,890E-05	1,901E-05	1,912E-05	1,923E-05
60	1,813E-05	1,827E-05	1,840E-05	1,854E-05	1,867E-05	1,881E-05	1,894E-05	1,908E-05	1,921E-05	1,935E-05	1,949E-05
70	1,813E-05	1,828E-05	1,843E-05	1,858E-05	1,873E-05	1,888E-05	1,903E-05	1,918E-05	1,933E-05	1,948E-05	1,962E-05
80	1,813E-05	1,828E-05	1,843E-05	1,858E-05	1,873E-05	1,888E-05	1,902E-05	1,917E-05	1,932E-05	1,947E-05	1,962E-05
90	1,813E-05	1,826E-05	1,839E-05	1,852E-05	1,865E-05	1,878E-05	1,891E-05	1,904E-05	1,917E-05	1,930E-05	1,943E-05
100	1,813E-05	1,822E-05	1,831E-05	1,840E-05	1,849E-05	1,858E-05	1,867E-05	1,876E-05	1,885E-05	1,893E-05	1,902E-05
110	1,813E-05	1,816E-05	1,819E-05	1,821E-05	1,824E-05	1,826E-05	1,829E-05	1,832E-05	1,834E-05	1,837E-05	1,839E-05
120	1,813E-05	1,807E-05	1,802E-05	1,796E-05	1,790E-05	1,784E-05	1,778E-05	1,772E-05	1,766E-05	1,760E-05	1,754E-05
130	1,813E-05	1,797E-05	1,781E-05	1,764E-05	1,748E-05	1,732E-05	1,716E-05	1,699E-05	1,683E-05	1,667E-05	1,650E-05
140	1,813E-05	1,785E-05	1,757E-05	1,729E-05	1,701E-05	1,673E-05	1,645E-05	1,617E-05	1,589E-05	1,561E-05	1,533E-05
150	1,813E-05	1,773E-05	1,732E-05	1,692E-05	1,652E-05	1,611E-05	1,571E-05	1,530E-05	1,490E-05	1,449E-05	1,409E-05
160	1,813E-05	1,761E-05	1,708E-05	1,655E-05	1,602E-05	1,549E-05	1,496E-05	1,444E-05	1,391E-05	1,338E-05	1,285E-05
170	1,813E-05	1,749E-05	1,684E-05	1,620E-05	1,555E-05	1,490E-05	1,426E-05	1,361E-05	1,297E-05	1,232E-05	1,167E-05
180	1,813E-05	1,738E-05	1,663E-05	1,587E-05	1,512E-05	1,437E-05	1,361E-05	1,286E-05	1,211E-05	1,135E-05	1,060E-05
190	1,813E-05	1,729E-05	1,644E-05	1,559E-05	1,474E-05	1,389E-05	1,305E-05	1,220E-05	1,135E-05	1,050E-05	9,653E-06
200	1,813E-05	1,720E-05	1,628E-05	1,535E-05	1,442E-05	1,349E-05	1,256E-05	1,163E-05	1,070E-05	9,770E-06	8,841E-06
210	1,813E-05	1,714E-05	1,614E-05	1,514E-05	1,414E-05	1,315E-05	1,215E-05	1,115E-05	1,015E-05	9,157E-06	8,160E-06

Tabelle A2-2: Dynamische Viskosität von Dodekan-Luft-Gemischen

Aus den Werten der Dichte und der dynamischen Viskosität werden die Werte der kinematischen Viskosität berechnet. Sie sind in Tabelle A2-3 angegeben.

	r = 1	r = 0,9	r = 0,8	r = 0,7	r = 0,6	r = 0,5	r = 0,4	r = 0,3	r = 0,2	r = 0,1	r = 0
T	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung	VMischung
°C	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²	m/s ²
20	1,51E-05	1,51E-05	1,51E-05	1,50E-05	1,50E-05	1,50E-05	1,50E-05	1,50E-05	1,50E-05	1,50E-05	1,50E-05
30	1,51E-05	1,51E-05	1,52E-05	1,53E-05	1,54E-05	1,54E-05	1,55E-05	1,56E-05	1,57E-05	1,57E-05	1,58E-05
40	1,51E-05	1,52E-05	1,54E-05	1,55E-05	1,57E-05	1,58E-05	1,60E-05	1,61E-05	1,63E-05	1,64E-05	1,66E-05
50	1,51E-05	1,53E-05	1,55E-05	1,57E-05	1,59E-05	1,62E-05	1,64E-05	1,66E-05	1,68E-05	1,71E-05	1,73E-05
60	1,51E-05	1,53E-05	1,56E-05	1,59E-05	1,62E-05	1,64E-05	1,67E-05	1,70E-05	1,73E-05	1,76E-05	1,78E-05
70	1,51E-05	1,54E-05	1,57E-05	1,60E-05	1,63E-05	1,66E-05	1,69E-05	1,72E-05	1,75E-05	1,79E-05	1,82E-05
80	1,51E-05	1,54E-05	1,57E-05	1,60E-05	1,63E-05	1,66E-05	1,70E-05	1,73E-05	1,76E-05	1,79E-05	1,82E-05
90	1,51E-05	1,54E-05	1,57E-05	1,59E-05	1,62E-05	1,65E-05	1,68E-05	1,71E-05	1,73E-05	1,76E-05	1,79E-05
100	1,51E-05	1,53E-05	1,55E-05	1,57E-05	1,59E-05	1,62E-05	1,64E-05	1,66E-05	1,68E-05	1,70E-05	1,72E-05
110	1,51E-05	1,52E-05	1,53E-05	1,54E-05	1,55E-05	1,56E-05	1,57E-05	1,57E-05	1,58E-05	1,59E-05	1,60E-05
120	1,51E-05	1,50E-05	1,49E-05	1,49E-05	1,48E-05	1,47E-05	1,47E-05	1,46E-05	1,46E-05	1,45E-05	1,44E-05
130	1,51E-05	1,48E-05	1,45E-05	1,42E-05	1,40E-05	1,37E-05	1,35E-05	1,33E-05	1,30E-05	1,28E-05	1,26E-05
140	1,51E-05	1,45E-05	1,39E-05	1,34E-05	1,30E-05	1,25E-05	1,21E-05	1,17E-05	1,14E-05	1,10E-05	1,07E-05
150	1,51E-05	1,41E-05	1,33E-05	1,25E-05	1,18E-05	1,12E-05	1,07E-05	1,02E-05	9,70E-06	9,26E-06	8,84E-06
160	1,51E-05	1,37E-05	1,25E-05	1,15E-05	1,07E-05	9,93E-06	9,26E-06	8,66E-06	8,11E-06	7,60E-06	7,13E-06
170	1,51E-05	1,32E-05	1,17E-05	1,05E-05	9,51E-06	8,66E-06	7,92E-06	7,26E-06	6,67E-06	6,14E-06	5,65E-06
180	1,51E-05	1,26E-05	1,08E-05	9,47E-06	8,38E-06	7,47E-06	6,70E-06	6,03E-06	5,44E-06	4,91E-06	4,44E-06
190	1,51E-05	1,20E-05	9,95E-06	8,46E-06	7,32E-06	6,40E-06	5,63E-06	4,98E-06	4,42E-06	3,92E-06	3,46E-06
200	1,51E-05	1,13E-05	9,07E-06	7,50E-06	6,35E-06	5,45E-06	4,72E-06	4,11E-06	3,58E-06	3,12E-06	2,71E-06
210	1,51E-05	1,06E-05	8,19E-06	6,61E-06	5,48E-06	4,63E-06	3,95E-06	3,39E-06	2,91E-06	2,50E-06	2,13E-06

Tabelle A2-3: Kinematische Viskosität von Dodekan-Luft-Gemischen

3.4. Diagramm der kinematischen Viskosität für Dodekan-Luft-Gemische

Das nachfolgende Diagramm zeigt, dass die kinematische Viskosität unterschiedlicher Dodekan-Luft-Gemische in dem geforderten Bereich liegt. Die kinematische Viskosität des Gemisches mit dem Mischungsfaktor $r = 0,96$ hat bei einer Oberflächentemperatur des Tropfens von $T \approx 180 \text{ °C}$ den geforderten Wert von $\nu = 14,16 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Für $r = 0,98$ liegt der Schnittpunkt der Kurve mit der Geraden $\nu = 14,16 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ bei $T \approx 200 \text{ °C}$. Somit ist die Forderung für strömungsmechanische Ähnlichkeit erfüllt.

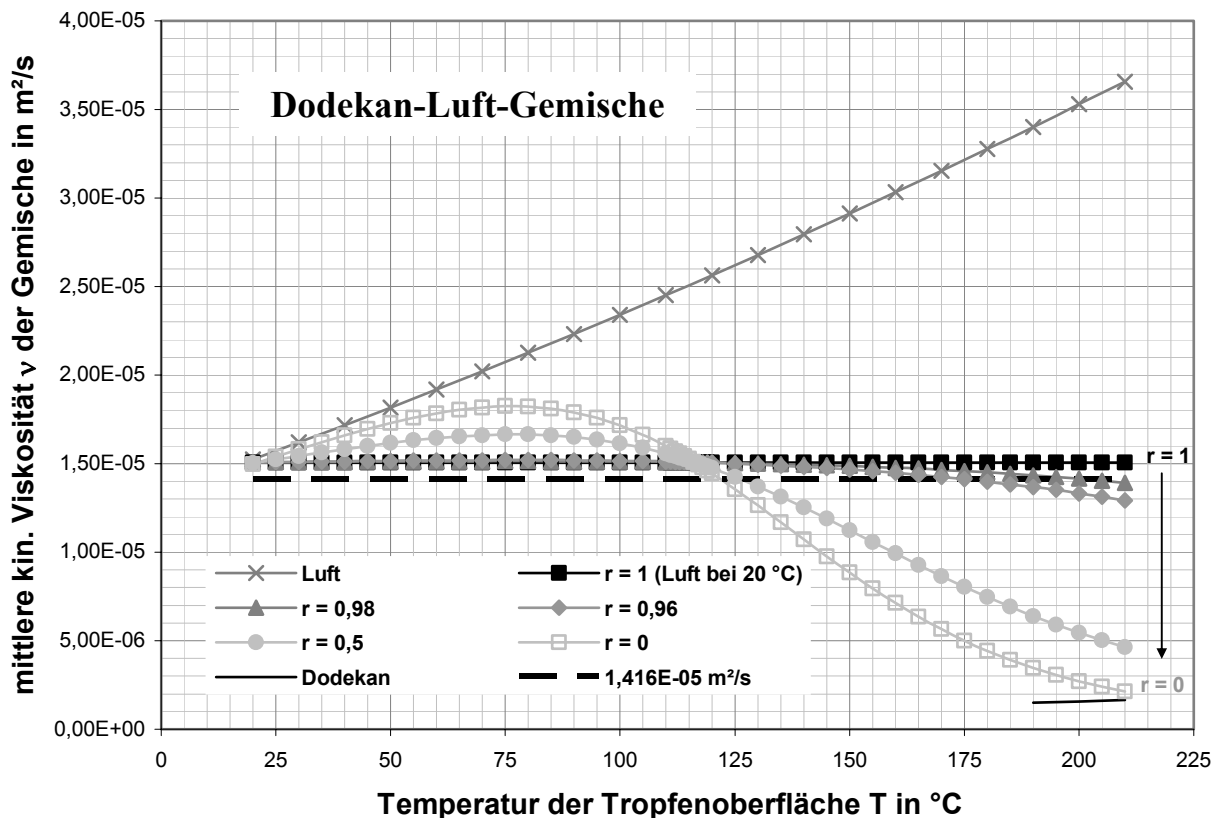


Abb. A2-1: Mittlere kinematische Viskosität von Dodekan-Luft-Gemischen als Funktion der Temperatur der Tropfenoberfläche

In einem Temperaturbereich zwischen 115 °C und 120 °C scheinen die Kurven einen gemeinsamen Schnittpunkt zu besitzen. Eine Vergrößerung dieses Ausschnittes zeigt jedoch, dass diese anfängliche Vermutung unzutreffend ist (siehe Abb. A2-2).

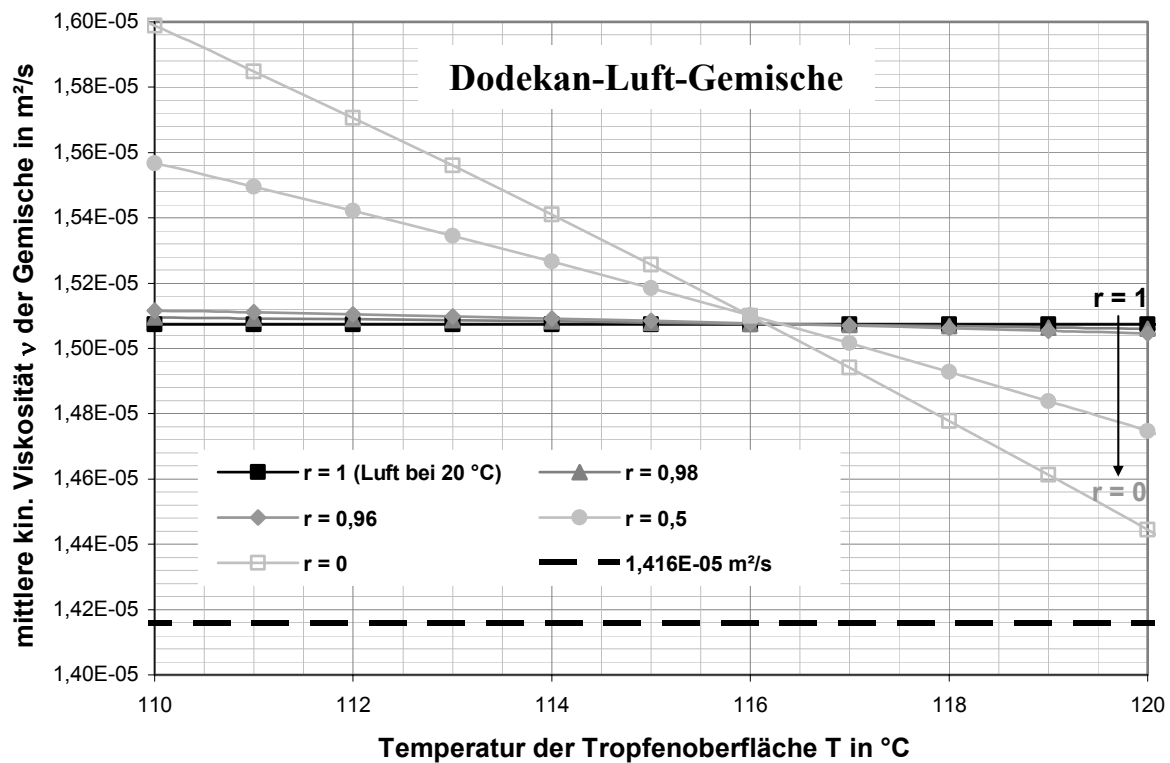


Abb. A2-2: Vergrößerter Ausschnitt aus dem Diagramm A2-1

Im Gegensatz zu den Kurven der kinematischen Viskosität unterschiedlicher Dodekan-Luft-Gemische scheinen die Kurven der Dichten und der dynamischen Viskositäten je einen gemeinsamen Schnittpunkt zu besitzen. Die beiden Schnittpunkte - so sie denn existieren - für die Dichtekurven und die Kurven der dynamischen Viskositäten liegen aber bei unterschiedlichen Temperaturen der Tropfenoberfläche. Somit lässt sich auch erklären, dass im Falle der kinematischen Viskosität kein einheitlicher Schnittpunkt vorliegt. Numerische Berechnungen ergaben, dass sowohl bei den Kurven für die mittlere Dichte als auch bei den Kurven für die mittlere dynamische Viskosität unterschiedlicher Dodekan-Luft-Gemische kein einheitlicher Schnittpunkt existiert.

Die entsprechenden Diagramme sind in den beiden nachfolgenden Abbildungen dargestellt.

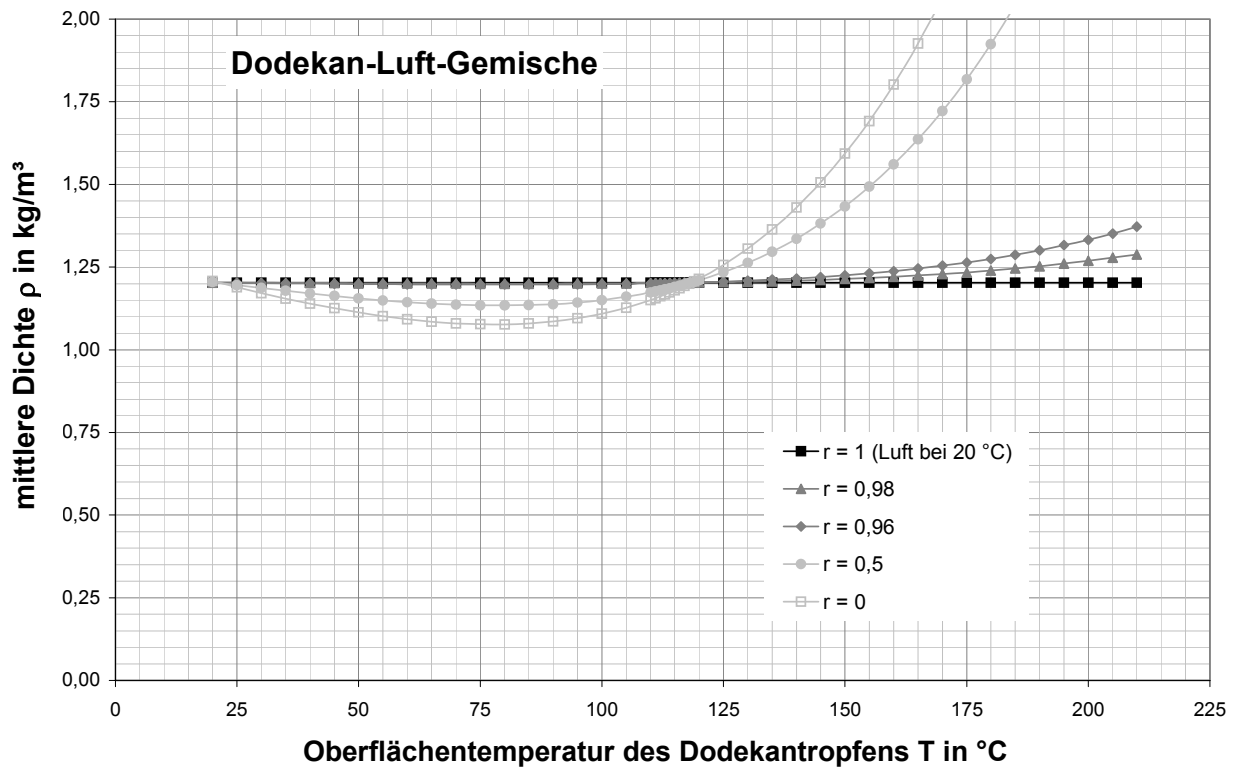


Abb. A2-3: Mittlere Dichte von Dodekan-Luft-Gemischen als Funktion der Oberflächentemperatur eines Dodekantropfens

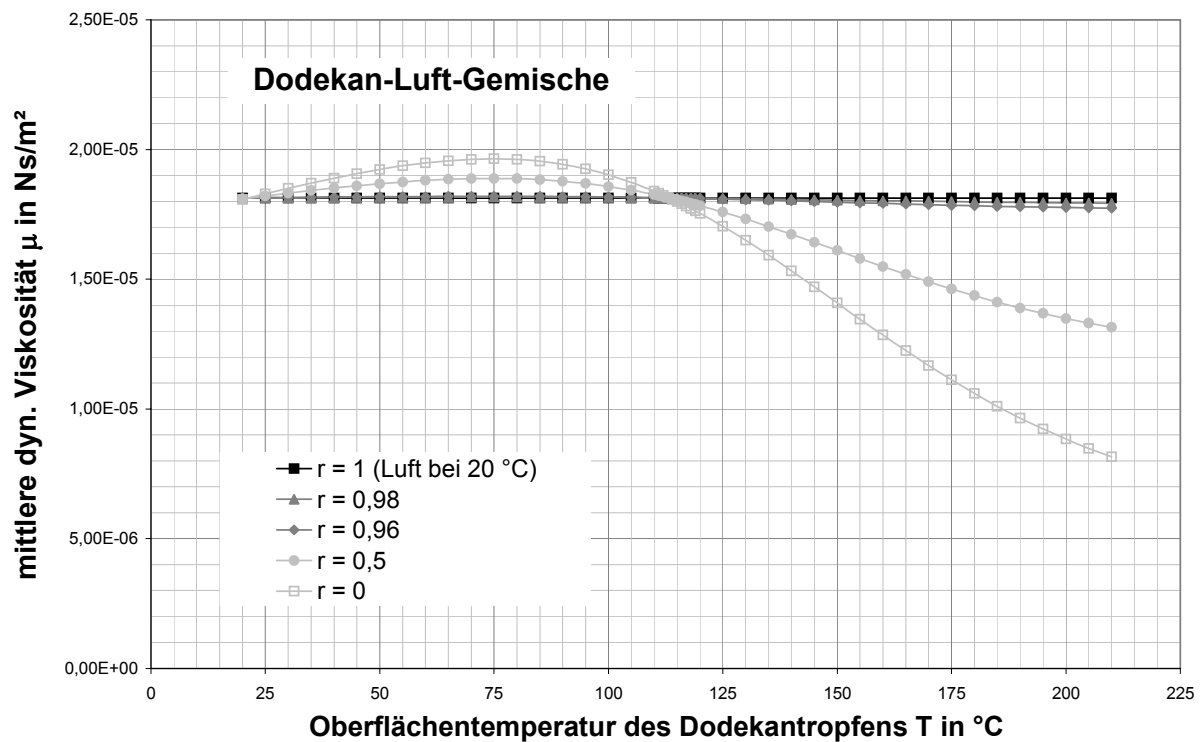


Abb. A2-4: Mittlere dynamische Viskosität von Dodekan-Luft-Gemischen als Funktion der Oberflächentemperatur eines Dodekantropfens

3.5. Kinematische Viskosität der Umgebung eines verdunstenden Polyethylentropfens

Unter der Annahme einer strömungsmechanischen Ähnlichkeit zwischen dem Umbruchpunkt beim Fall eines brennenden Polyethylentropfens und der einsetzenden Instabilität bei der Umströmung einer kalten, nicht verdunstenden Kugel beträgt die kritische Reynoldszahl $Re_{krit.} = 275$. Für die kinematische Viskosität des - den Tropfen umgebenden - Gemisches ergibt sich der Wert zu:

$$v_{\text{Gemisch}} = \frac{2,5 \text{ m/s} \times 2,7753 \times 10^{-3} \text{ m}}{275} = 25,23 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}.$$

Das Polyethylen besitzt im Vergleich zu Dodekan eine geringere Verdunstungsrate. Daher kann die Tropfenumgebung in erster Näherung als reine Luft betrachtet werden. Im Gegensatz zur Umströmung einer kalten Kugel wird die Umgebung des Tropfens bedingt durch seine hohe Temperatur (bis ca. 340 °C) aufgeheizt. Das nachfolgende Diagramm zeigt, dass bei einer mittleren Temperatur der Grenzschicht von ca. $T \approx 180$ °C um den Tropfen obige Bedingung erfüllt ist. Diese Temperatur stellt einen realistischen Wert dar.

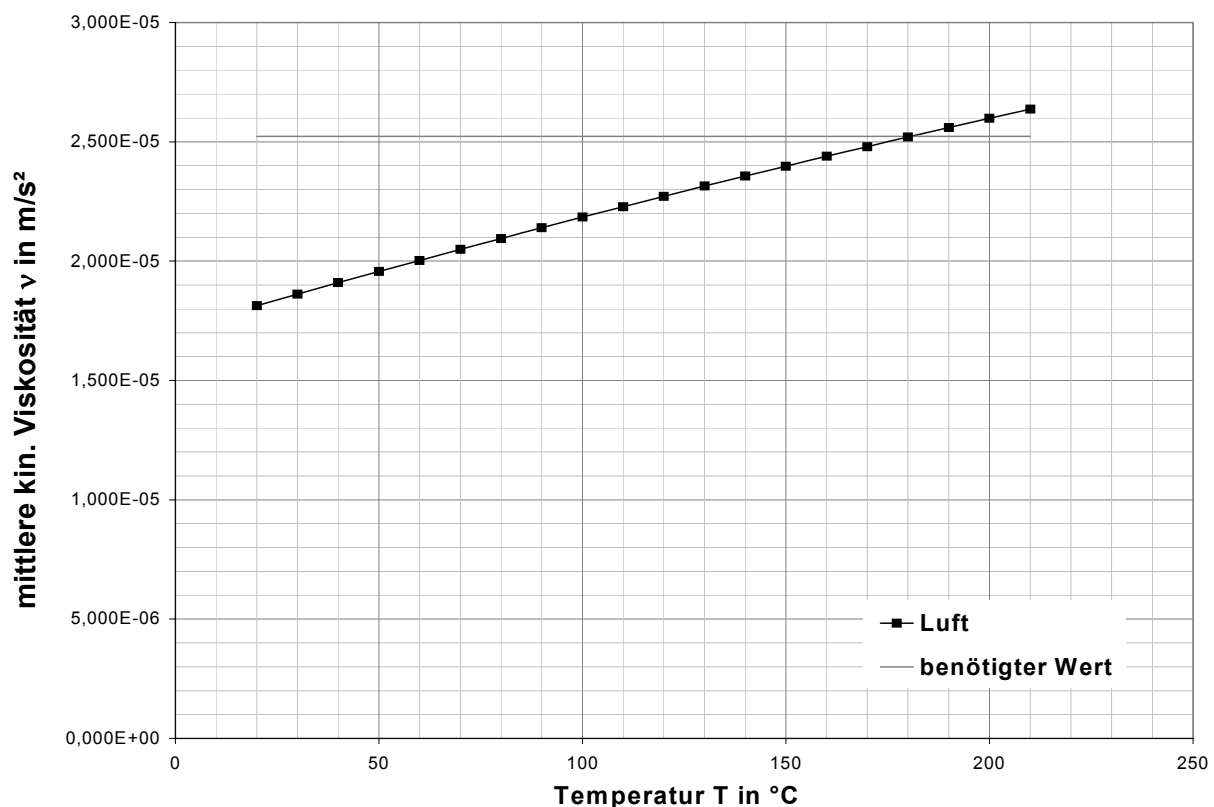


Abb. A2-5: Kinematische Viskosität von trockener Luft und der zur Erfüllung der strömungsmechanischen Ähnlichkeit benötigte Wert im Falle von Polyethylen

4. Zusammenfassung

Anhand der Ergebnisse kann von einer strömungsmechanischen Ähnlichkeit ausgegangen werden. Diese wird durch die Bilder der Tropfen bestätigt. Somit ist der Umbruchpunkt durch eine Reynoldszahl von $Re = 275$ gekennzeichnet. Bei einer Tropfentemperatur am Abtropfpunkt von gemessenen 200 °C im Falle des Dodekans liegt die Tropfentemperatur nach ca. 11 cm Fallstrecke nicht wesentlich unterhalb dieses Wertes. Bestärkt wird diese Annahme dadurch, dass der Tropfen bis etwa 6 cm Fallstrecke von der Flamme umhüllt fällt. Innerhalb der Fallzeit des Tropfens von 0,04 s kann dieser bei einer Temperatur von 200 °C seine Wärme an die umgebende Luft (20 °C und 1013 hPa) und bei einer Relativgeschwindigkeit von unter $1,4\text{ m/s}$ nicht abgeben.

Die Anwendung der Mischungsregel (Punkt 3.1) zur Bestimmung von Stoff- bzw. Transportgrößen in der unmittelbaren Umgebung brennend fallender Tropfen führt zu einem Fehler dieser Größen. Die Ergebnisse in Abb. A2-1 zeigen aber, dass die Grenzschicht am Tropfen nur einen sehr geringen Anteil an gasförmigem Dodekan besitzt. Man erkennt dies an den Kurvenverläufen der Mischungsfaktoren r . Für einen Temperaturbereich von 180 °C bis 200 °C erfordert die strömungsmechanische Ähnlichkeit des Vorgangs, dass die dargestellten Kurven die Gerade $v = 14,16 \times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$ in dem angegebenen Temperaturbereich schneiden. Dies gilt nur für Mischungsfaktoren zwischen $r = 0,98$ und $r = 0,96$. Die Grenzschicht wird also zu 96 % bis 98 % aus der umgebenden Luft gebildet, während die Tropfenoberfläche einen Beitrag von gerade einmal 2 % bis 4 % zum Gemisch liefert.

Für Mischungsfaktoren $r \rightarrow 1$ geht die Konzentration an gasförmigem Dodekan $\kappa \rightarrow 0$, und somit ist die Auswahl bzw. die Genauigkeit einer geeigneten Berechnungsmethode für die Mischungsbedingungen von untergeordneter Bedeutung.

Berechnung der kleinsten Eigenschwingungsfrequenz eines Dodekantropfens

1. Herleitung der Gleichung für die Eigenschwingungsfrequenz

Laut dem „Lehrbuch der theoretischen Physik“ von Landau und Lifschitz [49] ist eine Flüssigkeitsoberfläche immer bestrebt, ihre Gleichgewichtsgestalt anzunehmen. Die Ursache hierfür bilden sowohl das auf die Flüssigkeit wirkende Schwerfeld wie auch die Oberflächenspannung.

Die Berechnungsmethode beruht auf einem Variationsproblem für das Minimum der freien Energie. Hierbei sind die einzelnen Größen bzw. Bedingungen wie folgt gegeben:

- Freie Energie der Oberfläche:
$$\int \sigma \, df \quad (55)$$

- Energie im Schwerfeld:
$$\rho g \int z \, dV \quad (56)$$

- Gleichgewichtsbedingung:
$$\sigma \int df + \rho g \int z \, dV \rightarrow \text{Minimum!} \quad (57)$$

- Nebenbedingung:
$$\int dV = \text{const} \quad (58)$$

Es ergibt sich:
$$\frac{\sigma}{\rho g} \int df + \int z \, dV \rightarrow \text{Minimum!} \quad (59)$$

Der Faktor vor dem ersten Integral deutet auf die Kapillaritätskonstante a hin, mit $a = \sqrt{2 \sigma / \rho g}$. Die Werte für die Kapillaritätskonstante in Abhängigkeit von der Temperatur sind für Dodekan in Tabelle A3-1 angegeben.

In Abhängigkeit von der Wellenzahl k unterscheidet man drei Arten an Wellen:

- Bei großen Wellenlängen, für die $k \ll \sqrt{g\rho/\sigma}$ bzw. $k \ll \sqrt{1/a}$ gilt, kann der Einfluss der Kapillarität vernachlässigt werden. Die Welle ist eine reine Scherwelle.
- Bei kurzen Wellenlängen hingegen ist der Einfluss des Schwerfeldes vernachlässigbar. Es entstehen sog. Kapillar- oder Kräuselwellen.
- Im Bereich zwischen diesen beiden Wellenformen spricht man von Kapillar-Scherwellen.

Von Interesse in dieser Arbeit sind lediglich die Wellen mit einer kurzen Wellenlänge und somit einer hohen Frequenz. Die Amplitude der Schwingung wird als klein vorausgesetzt. Die Eigenschwingungen für kugelförmige Tropfen eines inkompressiblen Mediums, die unter dem Einfluss der Kapillarkräfte entstehen, führen zu einer Abweichung der Tropfenoberflächen von der Kugelform.

Für die Eigenfrequenz der Schwingungen gilt der Zusammenhang:

$$\omega^2 = \frac{\sigma l(l-1)(l+2)}{\rho R^3}. \quad (60)$$

Für unterschiedliche Werte von l ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$) ergibt sich:

- $l = 0$: radiale Schwingungen
Für $l = 0$ wird der obige Ausdruck zu Null. Radiale Schwingungen bedeuten eine kugelsymmetrische Pulsation des Tropfens, die bei einem inkompressiblen Medium nicht möglich ist.
- $l = 1$: Translation des gesamten Tropfens
- $l = 2$: kleinste mögliche Schwingungsfrequenz

Somit lässt sich die kleinste Eigenfrequenz gemäß der nachfolgenden Gleichung berechnen:

$$\omega_{\min} = \sqrt{\frac{8\sigma}{\rho R^3}}. \quad (61)$$

Die Werte für ω_{\min} sind in der Tabelle A3-1 dargestellt. Zur Berechnung dieser Werte sind die Dichte und die Oberflächenspannung von Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur notwendig. Die Werte für die Dichte können dem Anhang B2 entnommen werden, die Oberflächenspannung wird nachfolgend berechnet.

2. Oberflächenspannung für Dodekan

Die Berechnung der Oberflächenspannung für Dodekan erfolgt gemäß den Empfehlungen des VDI-Wärmeatlasses [39].

$$\sigma = p_c^{2/3} T_c^{1/3} \left(\frac{1 - T_r}{a} \right)^m b \quad (62)$$

mit $a=1$ für nichtpolare Flüssigkeiten,

$$b = 0,1196 \left(1 + \frac{T_{sr} \ln(p_c/1,01325)}{1 - T_{sr}} \right) - 0,279 \quad (63)$$

$$m = 11/9$$

Der Index red weist auf „reduzierte“ Größen hin, der Index s auf „Sieden“ und c „critical“, d.h. auf die kritischen Größen. Weiterhin gilt:

$$T_{red} = \frac{T}{T_c} \quad \text{und} \quad T_{s, red} = \frac{T_s}{T_c}. \quad (64)$$

Die zur Berechnung erforderlichen Stoffdaten für Dodekan wurden dem VDI-Wärmeatlas [39] entnommen. Im Einzelnen sind dies:

$$p_c = 18,2 \text{ bar}$$

$$T_c = 658,2 \text{ K}$$

$$a = 1 \text{ -}$$

$$T_s = 489,5 \text{ K}$$

$$T_{s, red} = 0,74 \text{ -}$$

$$m = 1,22 \text{ -}$$

$$b = 0,84 \text{ -}$$

Die Ergebnisse der Berechnungen finden sich in Tabelle A3-1.

3. Ergebnisse

Für Dodekantropfen wurde ein Radius von $R = 1,39$ mm gemessen. Mit diesem Wert ergeben sich für die Oberflächenspannung Werte zwischen 24,7 mN/m bei 20 °C und 9,7 mN/m bei 215 °C. Die kleinste Eigenschwingungsfrequenz liegt zwischen 313 Hz bei 20 °C und 221 Hz bei 215 °C.

Insbesondere den Werten für die Eigenfrequenz muss Beachtung geschenkt werden, da die Frequenz, bei der die Schallabstrahlung beginnt (ca. 250 Hz) und die Eigenfrequenz für Dodekantropfen bei einer Tropfentemperatur über 160 °C (berechnete 230 Hz bis 250 Hz) recht gut übereinstimmen.

Zu Beginn der Fallstrecke weisen die Dodekantropfen bedingt durch das Ablösen von der Abtropfspitze eine deutlich sichtbare Schwingung auf. Im Bereich des Umbruchpunktes, d.h. nach ca. 10 cm Fallstrecke konnte bei einer großen Anzahl an Tropfen eine Abweichung der Tropfenform von einer Kugel nicht mehr festgestellt werden. In einem weiteren Versuch wurden Kreidekugeln mit Dodekan getränkt und angezündet (vgl. Kapitel 4.4). Im freien Fall strahlten auch die starren Kreidekugeln Schall ab. Folglich kann die Eigenschwingung der Tropfen als Ursache für die Instabilität im Tropfennachlauf und die damit verbundene Schallabstrahlung ausgeschlossen werden.

Temperaturen			Oberflächenspannung	Dichte	Kapillaritätskonstante	kleinste Eigenschwingungsfrequenz
T in °C	T in K	Tr	σ in N/m	ρ in kg/m ³	a in m	ω_{\min} in Hz
20	293,15	0,45	2,47E-02	751	8,19E-05	312,9
40	313,15	0,48	2,30E-02	735	7,99E-05	305,6
50	323,15	0,49	2,22E-02	727	7,89E-05	301,8
60	333,15	0,51	2,14E-02	719	7,79E-05	297,8
80	353,15	0,54	1,98E-02	704	7,57E-05	289,5
100	373,15	0,57	1,82E-02	689	7,35E-05	280,8
120	393,15	0,60	1,67E-02	681	7,07E-05	270,2
140	413,15	0,63	1,52E-02	664	6,82E-05	260,7
150	423,15	0,64	1,44E-02	648	6,73E-05	257,4
160	433,15	0,66	1,37E-02	639	6,60E-05	252,3
180	453,15	0,69	1,22E-02	622	6,32E-05	241,6
200	473,15	0,72	1,08E-02	605	6,02E-05	230,2
215	488,15	0,74	9,70E-03	592	5,78E-05	220,9

Tabelle A3-1: Berechnete Werte für die Oberflächenspannung und die kleinste Eigenschwingungsfrequenz von Dodekantropfen in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur

Analytische Betrachtung zur Kelvin-Helmholtz-Instabilität

1. Grundlagen und Annahmen

Bei der Kelvin-Helmholtz-Instabilität handelt es sich nach Tritton [50] um die Instabilität einer Scherschicht. Die Temperatur des Gases im Nachlauf eines brennenden Polyethylentropfens (Abb. A 4-1), der in Luft von Zimmertemperatur mit konstanter Geschwindigkeit fällt, liegt deutlich höher als die Umgebungstemperatur. Ein typischer Wert der Temperatur im Nachlauf nahe der Flammenfront ist: $T = 1200 \text{ K}$. Für die Umgebungsluft gilt $T \approx 300 \text{ K}$.

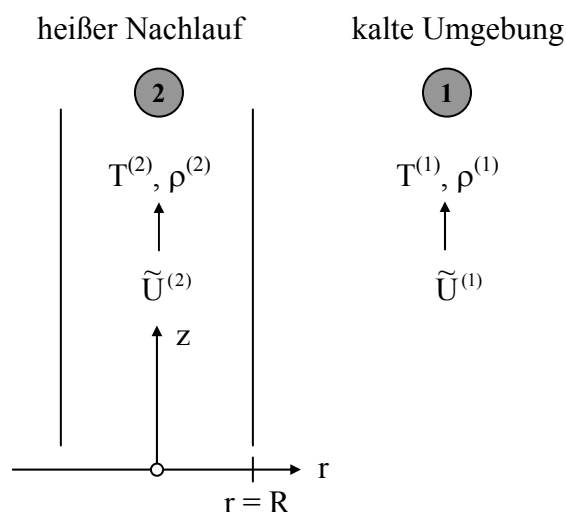


Abb. A4-1: Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit der Gase innerhalb und außerhalb des heißen Nachlaufs eines brennend fallenden Polyethylentropfens

Die analytische Stabilitätsanalyse wird auf Basis der Kontinuitätsgleichung, der Eulerschen Gleichung und der Energiegleichung - in zylindrischen Koordinaten - ausgeführt.

- Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + u_z \frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} \right) = 0, \quad (65)$$

- Impulsgleichungen in radialer und axialer Richtung:

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (66)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (67)$$

- Energiegleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} = 0. \quad (68)$$

Im Sinne einer linearen Stabilitätsanalyse wird die Dichte als eine lineare Funktion der Temperatur angenommen:

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha^* (T - T_0)). \quad (69)$$

Darin ist α^* der Volumenausdehnungskoeffizient. Dieser Zusammenhang führt auf die folgende Form der Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} = 0. \quad (70)$$

Eine zeitunabhängige Lösung der Grundgleichungen ist durch die nachfolgende Geschwindigkeits-, Druck- und Dichteverteilung gegeben. In den Gleichungen wird der Außenbereich mit der hochgestellten Zahl 1, der innere Bereich mit der Zahl 2 gekennzeichnet.

- $r > R$: $u_r^{(1)} = 0, u_z^{(1)} = \tilde{U}^{(1)}, p^{(1)} = p_0, \rho^{(1)} = \rho_0 (1 - \alpha^* (T^{(1)} - T_0)),$ (71)

- $0 \leq r \leq R$: $u_r^{(2)} = 0, u_z^{(2)} = \tilde{U}^{(2)}, p^{(2)} = p_0, \rho^{(2)} = \rho_0 (1 - \alpha^* (T^{(2)} - T_0)).$ (72)

Die Gleichungssysteme werden für den inneren und den äußeren Bereich separat gelöst. Dabei gelten folgende Annahmen für die Variablen des Strömungsfeldes:

- $r > R$:
$$\begin{pmatrix} u_r \\ u_z \\ p \end{pmatrix}_{\text{außen}} = \begin{pmatrix} u_r^{(1)} \\ u_z^{(1)} \\ p_0 + p^{(1)} \end{pmatrix}, \quad (73)$$

- $0 \leq r \leq R$:
$$\begin{pmatrix} u_r \\ u_z \\ p \end{pmatrix}_{\text{innen}} = \begin{pmatrix} u_r^{(2)} \\ u_z^{(2)} \\ p_0 + p^{(2)} \end{pmatrix}. \quad (74)$$

Die Randbedingungen werden auf der Symmetrieachse ($r = 0$) und im Fernfeld ($r \rightarrow \infty$) erfüllt. In radialer Richtung ist der Druck eine stetige Funktion der radialen Koordinate:

$$p_{\text{außen}}(R) = p_{\text{innen}}(R). \quad (75)$$

2. Störungsansatz

Für die Lösung der Differentialgleichungen im äußeren Bereich wird für die Störungen die folgende Form angenommen:

$$\begin{pmatrix} u_r \\ u_z \\ p \end{pmatrix}^{(1)} = \begin{pmatrix} U_r^{(1)}(r) \\ U_z^{(1)}(r) \\ P^{(1)}(r) \end{pmatrix} e^{i\alpha(z-ct)}. \quad (76)$$

Das Einsetzen dieses Ansatzes in die Grundgleichungen liefert für die Differentialgleichungen der Amplitudenfunktionen die folgenden linearen Differentialgleichungen:

$$\frac{dU_r^{(1)}(r)}{dr} + i\alpha U_z^{(1)}(r) + \frac{1}{r} U_r^{(1)}(r) = 0, \quad (77)$$

$$i\alpha \rho^{(1)} U_r^{(1)}(r) (\tilde{U}^{(1)} - c) = -\frac{dP_r^{(1)}(r)}{dr}, \quad (78)$$

$$P^{(1)}(r) = \rho^{(1)} U_z^{(1)}(r) (c - \tilde{U}^{(1)}). \quad (79)$$

Das Einsetzen von (15) in (14) führt zunächst auf die Differentialgleichung:

$$U_r^{(1)}(r) = -\frac{i}{\alpha} \frac{dU_z^{(1)}(r)}{dr}, \quad (80)$$

und diese führt mit Gl. 13 auf die Differentialgleichung für die Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung:

$$\frac{d^2}{dr^2} U_z^{(1)}(r) + \frac{1}{r} U_z^{(1)}(r) - \alpha^2 U_z^{(1)}(r) = 0. \quad (81)$$

Die allgemeine Lösung dieser homogenen Differentialgleichung ist durch die Besselfunktion Z_0 gegeben:

$$U_z^{(1)}(r) = Z_0(i\alpha r) = C_1 J_0(i\alpha r) - C_2 Y_0(i\alpha r), \quad (82)$$

mit beliebigen Konstanten C_1 und C_2 . J_0 und Y_0 bezeichnen die Besselfunktion erster und zweiter Art. Für die radiale Geschwindigkeitskomponente und den Druck erhält man im äußeren Bereich:

$$U_r^{(1)}(\mathbf{r}) = -Z_1(i\alpha r) = -C_1 J_1(i\alpha r) + C_2 Y_1(i\alpha r), \quad (83)$$

$$P^{(1)}(\mathbf{r}) = -\rho^{(1)} (\tilde{U}^{(1)} - c) Z_0(i\alpha r) = -\rho^{(1)} (\tilde{U}^{(1)} - c) [C_1 J_0(i\alpha r) + C_2 Y_0(i\alpha r)]. \quad (84)$$

Im Bereich des Fernfeldes sollen die Störungen gegen Null streben:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} U_r^{(1)}(\mathbf{r}) \\ U_z^{(1)}(\mathbf{r}) \\ P^{(1)}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (85)$$

Hieraus folgt:

$$C_1 = 0 \quad (86)$$

und somit:

$$\begin{pmatrix} U_r^{(1)}(\mathbf{r}) \\ U_z^{(1)}(\mathbf{r}) \\ P^{(1)}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = C_2 \begin{pmatrix} Y_0(i\alpha r) \\ -Y_1(i\alpha r) \\ -\rho^{(1)} (\tilde{U}^{(1)} - c) Y_0(i\alpha r) \end{pmatrix}. \quad (87)$$

Für den inneren Bereich ($0 \leq r \leq R$) erhält man als Lösung die Matrix der Amplitudenfunktionen zu:

$$\begin{pmatrix} U_r^{(2)}(\mathbf{r}) \\ U_z^{(2)}(\mathbf{r}) \\ P^{(2)}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = C_3 \begin{pmatrix} J_0(i\alpha r) \\ -J_1(i\alpha r) \\ -\rho^{(2)} (\tilde{U}^{(2)} - c) J_0(i\alpha r) \end{pmatrix} + C_4 \begin{pmatrix} Y_0(i\alpha r) \\ -Y_1(i\alpha r) \\ -\rho^{(2)} (\tilde{U}^{(2)} - c) Y_0(i\alpha r) \end{pmatrix}, \quad (88)$$

mit beliebigen Konstanten C_3 und C_4 .

Aufgrund der Randbedingung an der Symmetrieachse des Zylinders ($r = 0$) folgt

$$C_4 = 0$$

und somit

$$\begin{pmatrix} U_r^{(2)}(r) \\ U_z^{(2)}(r) \\ P^{(2)}(r) \end{pmatrix} = C_3 \begin{pmatrix} J_0(i\alpha r) \\ -J_1(i\alpha r) \\ -\rho^{(2)}(\tilde{U}^{(2)} - c)J_0(i\alpha r) \end{pmatrix} \quad (89)$$

Da der Druck an der Zylinderoberfläche bei $r = R$, die eine Kontaktunstetigkeitsstelle darstellt, stetig sein muss, ergibt sich der Zusammenhang:

$$\begin{aligned} P^{(1)}(r)|_{r=R} &= P^{(2)}(r)|_{r=R} \\ \rightarrow \frac{C_2 Y_0(i\alpha R)}{C_3 J_0(i\alpha R)} &= \frac{\rho^{(2)}(c - \tilde{U}^{(2)})}{\rho^{(1)}(c - \tilde{U}^{(1)})} \end{aligned} \quad (90)$$

Für die Kontaktunstetigkeit $\mu(r, z, t)$ zwischen dem inneren und dem äußeren Bereich gilt:

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \tilde{U}^{(1)} \frac{\partial \mu}{\partial z} = U_r^{(1)}(R), \quad (91)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + \tilde{U}^{(2)} \frac{\partial \mu}{\partial z} = U_r^{(2)}(R). \quad (92)$$

Da lediglich kleine Abweichungen der Kontaktunstetigkeit von der Zylinderform angenommen werden, wird ein Ansatz der Form

$$\mu(r, z, t) = H(r) e^{i\alpha(z-ct)} \quad (93)$$

eingeführt. Hiermit erhält man die Gleichung:

$$\frac{C_2 Y_0(i\alpha R)}{C_3 J_0(i\alpha R)} = \frac{c - \tilde{U}^{(2)}}{c - \tilde{U}^{(1)}}. \quad (94)$$

Unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingung für den Druck erhält man letztendlich eine Formel für die Phasengeschwindigkeit c in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und der Dichte des inneren und äußeren Bereichs des Strömungsfeldes:

$$c = \frac{\tilde{U}^{(1)} - \tilde{U}^{(2)} \sqrt{\frac{\rho^{(2)}}{\rho^{(1)}}}}{1 - \sqrt{\frac{\rho^{(2)}}{\rho^{(1)}}}} \quad (95)$$

Da kleine Störungen immer dann zu nichtlinearen Störungen anwachsen, wenn die Phasengeschwindigkeit der Störungen von gleicher Größenordnung wie die materiellen Geschwindigkeiten des Mediums sind, in dem sie sich ausbreiten, wählen wir für die Berechnung von c die Werte für die Fallgeschwindigkeit der Tropfen.

Die maximale Geschwindigkeit, bei der erste Instabilitäten brennend fallender Tropfen in Luft auftreten, liegt bei:

$$\tilde{U}^{(1)} \approx 2,5 \text{ m/s} \quad \text{für Polyethylen bzw.}$$

$$\tilde{U}^{(1)} \approx 1,4 \text{ m/s} \quad \text{für Dodekan.}$$

Ein Wert für die Geschwindigkeit der heißen Gase im Tropfennachlauf wurde in einem Versuch bei ruhender Kugel ermittelt. Die gemessenen Werte lagen im Bereich:

$$\tilde{U}^{(2)} \approx 1 \text{ bis } 2 \text{ m/s} \quad \text{für Polyethylen und}$$

$$\tilde{U}^{(2)} \approx 1 \text{ bis } 2 \text{ m/s} \quad \text{für Dodekan angenommen werden.}$$

Das Verhältnis der Temperaturen des heißen Gases im Nachlauf $T^{(2)}$ zur Umgebungstemperatur $T^{(1)}$ in der Nähe der Grenzschicht geht mit dem Dichteverhältnis einher:

$$\frac{\rho^{(2)}}{\rho^{(1)}} \approx \frac{1}{4} \quad (96)$$

Aus den hergeleiteten Formeln berechnet sich die Phasengeschwindigkeit der Störung zu:

$$c \approx 3,0 \text{ m/s und } 4,0 \text{ m/s} \quad \text{für Polyethylen und} \quad (97)$$

$$c \approx 0,8 \text{ m/s und } 1,8 \text{ m/s} \quad \text{für Dodekan.}$$

Der in den Versuchen ermittelte Tropfendurchmesser beträgt sowohl für Polyethylen als auch für Dodekan den Wert:

$$D \approx 2,78 \text{ mm.} \quad (98)$$

Auf Basis dieser Daten kann eine typische Frequenz berechnet werden:

$$f = \frac{c}{D} \approx 1080 \text{ Hz bzw. } 1440 \text{ Hz} \quad \text{für Polyethylen und} \quad (99)$$

$$f = \frac{c}{D} \approx 290 \text{ Hz bzw. } 650 \text{ Hz} \quad \text{für Dodekan.}$$

Insbesondere für Dodekan liegt die berechnete Frequenz im Bereich der in den Versuchen gemessenen Frequenzen. Der formale Zusammenhang für die Frequenz als Funktion der Strömungsgeschwindigkeit im Außenbereich $u^{(1)}$ lautet:

$$f = \frac{c}{D} = \frac{\tilde{U}^{(1)}}{D} \frac{1 - \frac{\tilde{U}^{(2)}}{\tilde{U}^{(1)}} \sqrt{\frac{\rho^{(2)}}{\rho^{(1)}}}}{1 - \sqrt{\frac{\rho^{(2)}}{\rho^{(1)}}}} = \frac{\tilde{U}^{(1)}}{d} f(\tilde{U}^{(1)}). \quad (100)$$

In dieser Form erkennt man die Ähnlichkeit zur Formel für die Frequenz der Wirbelablösung aus dem instabilen Totwassergebiet im Nachlauf einer Kugel bzw. eines Tropfens:

$$f = \text{St} \frac{u}{D}. \quad (101)$$

Bei der Umströmung einer (kalten) Kugel nimmt die Strouhalzahl unabhängig von der Größe der Reynoldszahl einen konstanten Wert von $\text{St} = 0,2$ an. Übertragen auf die heißen Tropfen bedeutet dies, dass im Falle einer Wirbelablösung aus einem instabilen Totwasser die Strouhalzahl aufgetragen über der Reynoldszahl - bei ansonsten unveränderten Bedingungen - ebenfalls konstant sein muss. Im Gegensatz hierzu ist bei der Kelvin-Helmholtz-Instabilität (siehe Gl. 36) die entsprechende Funktion $f(u)$ über einen größeren Bereich der Reynoldszahl bzw. Geschwindigkeit* nicht konstant.

* Bei unveränderten Werten des Tropfendurchmessers und der kinematischen Viskosität des - den Tropfen umströmenden - Gases ist die Reynoldszahl proportional der Geschwindigkeit.

Betrachtungen zur Tropfendeformation

1. Grundlagen

1.1. Kritische Reynoldszahl

Helenbrook und Edwards [29] geben in ihren Ausführungen ein Kriterium zur Vorhersage über das Einsetzen einer dreidimensionalen Instabilität von fallenden Tropfen, die mit einer Taumelbewegung verbunden ist, an. Sie tritt bei einer bestimmten Größe der Reynoldszahl ein und lässt sich wie folgt berechnen:

$$Re_{krit} \approx 70 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{3/2} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^3 ; Re \leq 200. \tag{102}$$

Bei dieser Instabilität ändert sich die Tropfenform von abgeplattet (prolate) zu länglich (oblate). Dieser Übergang findet statt, wenn das Verhältnis E von Tropfenhöhe h zu Tropfenbreite b den Wert E = 1 annimmt. E ist ein Maß für die Tropfendeformation.

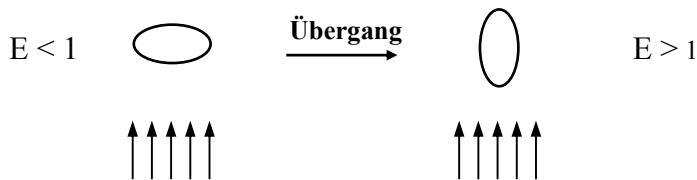


Abb. A5-1: Schematische Darstellung des Übergangs der Tropfenform von abgeplattet zu länglich bei Fluiden (identisch Abb. 4.1)

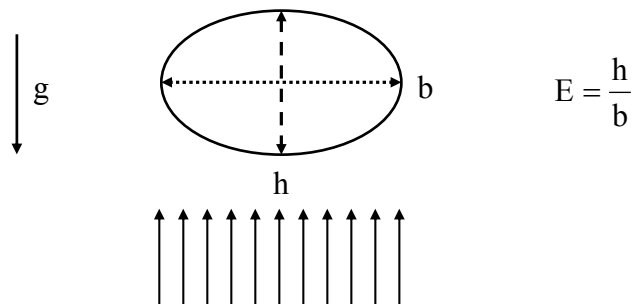


Abb. A5-2: Größen am Tropfen zur Bestimmung der Exzentrizität

1.2. Tropfendeformation

Für die Tropfendeformation E leiteten Helenbrook und Edwards [29] aus den Ergebnissen ihrer Simulationen folgende Beziehung ab:

$$E = 1 - 0,11 We^{0,82} + 0,013 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \frac{\mu_g}{\mu_l} Oh^{-0,55} We^{1,1} \quad ; Re \leq 200 . \quad (103)$$

Für die angestellten Betrachtungen bzw. Simulationen wurde eine Achsensymmetrie der Vorgänge vorausgesetzt. Somit ergibt sich für die Reynoldszahl die Bedingung $Re \leq 200$, da oberhalb dieses Wertes der Nachlauf unsymmetrisch wird. Entsprechend gelten die Gleichungen (102) und (103) auch nur in diesem Bereich.

1.3. Tropfenzerfall

Für das Einsetzen des Tropfenzerfalls geben Helenbrook und Edwards [29] einen kritischen Wert für die Weberzahl von $We = 10$ an. Reitz und Diwakar [30] unterscheiden zwei Arten des Tropfenzerfalls:

- bag breakup, wenn $We > 3,6$ bis $8,4$ und
- stripping breakup, für $We / \sqrt{Re} > 0,5$.

Dabei wird die Weberzahl wie folgt gebildet:

$$We = \frac{\rho_g u^2 D}{\sigma} . \quad (104)$$

1.4. Ohnesorgezahl

Eine weitere wichtige Kenngröße ist die Ohnesorgezahl Oh . Sie berechnet sich gemäß der Formel:

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D}} = \frac{\text{viscous force}}{\text{surface tension force}} . \quad (105)$$

2. Annahmen

Im Falle des Dodekans müssen zwei prinzipiell verschiedene Zustände unterschieden werden:

- Tropfen von Flamme umhüllt und
- Tropfen mit Nachlaufflamme.

2.1. Tropfen von Flamme umhüllt

Bis zu einer Tropfengeschwindigkeit von $u \approx 0,69$ m/s (entspricht einer Froudezahl von $Fr = 23$ bei $b = 7,45$ m/s² und $D = 2,78$ mm) fallen die Dodekantropfen mit einer sie vollständig umhüllenden Flamme (vgl. Seite 58, Abb. 3.27a und b). Oberhalb dieses Wertes wird die Flamme in den Nachlauf verlagert. Aufgrund der Flamme um den Tropfen ist eine Abschätzung der Stoffwerte für das den Tropfen umgebende Gas schwierig. In dieser Arbeit werden daher einige Annahmen getroffen und zwei unterschiedliche Fälle für die Gas-temperatur berechnet.

Annahmen:

- i) Die Temperatur der Flüssigkeit auf der Tropfenoberfläche beträgt $T_s = 200$ °C.
- ii) Für das Gas zwischen der Flamme und dem Tropfen werden die beiden mittleren Temperaturen von $T_1 = 216$ °C (Fall 1) und $T_2 = 500$ °C (Fall 2) betrachtet.
- iii) Für die umhüllende Flamme wird die Reynoldszahl mit der kinematischen Viskosität von gasförmigem Dodekan bei den Temperaturen T_1 und T_2 gebildet.

Unter diesen Annahmen ergeben sich folgende Berechnungswerte:

Fall 1: Der Tropfen ist von der Flamme umhüllt. Das Gas in der Grenzschicht besteht aus reinem Dodekan bei einer mittleren Gastemperatur von 216 °C.

Daten: $T_g = 216 \text{ °C}$ (Siedetemperatur von Dodekan)
 $\rho_g = 4,559 \text{ kg/m}^3$ (gasförmiges Dodekan bei 216 °C)
 $\mu_g = 7,827 \cdot 10^{-6} \text{ Ns/m}^2$ (gasförmiges Dodekan bei 216 °C)
 $\rho_l = 605 \text{ kg/m}^3$
 $\mu_l = 217 \cdot 10^{-6} \text{ Ns/m}^2$

Hilfsgrößen: $\rho_l / \rho_g = 133$
 $\mu_l / \mu_g = 27,72$
 $Re_{krit} = 976 \rightarrow$ liegt außerhalb des Gültigkeitsbereichs für Gl. (1)
 $Oh = 1,61 \cdot 10^{-3}$

Anhand dieser Werte ergibt sich die nachfolgende Tabelle, bei der die Reynoldszahl aus Spalte 1 mit der kinematischen Viskosität von Luft bei 20 °C und 1013 hPa gebildet wurde:

Re	u in m/s	We	E	We/ Re ^{0,5}
100	0,06	4,49E-03	1,00	0,00
200	0,12	1,80E-02	1,00	0,00
300	0,19	4,04E-02	1,00	0,00
400	0,25	7,19E-02	1,00	0,00
500	0,31	1,12E-01	1,00	0,01
600	0,37	1,62E-01	1,00	0,01
700	0,43	2,20E-01	1,00	0,01
800	0,49	2,88E-01	1,01	0,01
900	0,56	3,64E-01	1,01	0,01
1000	0,62	4,49E-01	1,02	0,01
1100	0,68	5,44E-01	1,03	0,02
1200	0,74	6,47E-01	1,04	0,02

Tabelle A5-1: Berechnete Werte für die kritischen Größen bzgl. des Tropfenzerfalls und der Tropfendeformation für Tropfen mit umhüllender Flamme bei einer mittleren Gastemperatur von 216 °C in der Grenzschicht des Tropfens

Fall 2: Der Tropfen ist von der Flamme umschlossen. Das Gas in der Grenzschicht besteht aus reinem Dodekan bei einer mittleren Gastemperatur von 500 °C.

Daten: $T_g = 500 \text{ °C}$
 $\rho_g = 2,713 \text{ kg/m}^3$ (gasförmiges Dodekan bei 500 °C)
 $\mu_g = 12,2 \cdot 10^{-6} \text{ Ns/m}^2$ (gasförmiges Dodekan bei 500 °C)
 $\rho_l = 605 \text{ kg/m}^3$
 $\mu_l = 217 \cdot 10^{-6} \text{ Ns/m}^2$

Hilfsgrößen: $\rho_l / \rho_g = 223$
 $\mu_l / \mu_g = 17,79$
 $Re_{krit} = 118$
 $Oh = 1,61 \cdot 10^{-3}$

Die Ergebnisse sind in Tabelle A5-2 zusammengestellt (Reynoldszahl aus Spalte 1 gebildet mit der kinematischen Viskosität von Luft bei 20 °C und 1013 hPa):

Re	u in m/s	We	E	We/ Re ^{0,5}
100	0,16	3,08E-02	1,00	0,00
200	0,32	1,23E-01	1,02	0,01
300	0,49	2,77E-01	1,05	0,02
400	0,65	4,93E-01	1,11	0,02
500	0,81	7,71E-01	1,19	0,03

Tabelle A5-2: Berechnete Werte für die kritischen Größen bzgl. des Tropfenzerfalls und der Tropfendeformation für Tropfen mit umhüllender Flamme bei einer mittleren Gastemperatur von 500 °C in der Grenzschicht des Tropfens

Ergebnis für Tropfen mit umhüllender Flamme:

- Die Weberzahl liegt im gesamten betrachteten Reynoldszahlbereich unter dem kritischen Wert $We_{krit} = 3,6$ bis $8,4$ (vgl. [30]). Auch die Werte für das Verhältnis von $We/Re^{0,5}$ liegen deutlich unterhalb des kritischen Wertes von $(We/Re^{0,5})_{krit} = 0,5$. Somit kann ein Zerfallen der Tropfen bei umhüllender Flamme ausgeschlossen werden.
- Eine Aussage über die Form ist sowohl im Fall 1 als auch im Fall 2 ebenso wenig möglich wie für die kritische Reynoldszahl für einsetzende dreidimensionale Instabilität im Fall 1, da der Gültigkeitsbereich der Berechnungsformeln nur bis zu einer Reynoldszahl von 200 geht.

2.2. Tropfen mit Nachlaufflamme

Der Dodekantropfen wird von einem Dodekan-Luft-Gemisch mit einem Masseanteil von ca. 96% an Luft umströmt (vgl. Anhang A2). Die Oberflächentemperatur des Tropfens liegt bei etwa 160 bis 200 °C. Unter diesen Bedingungen ergeben sich aus den Berechnungsformeln von Helenbrook und Edwards [29] die nachfolgenden Werte, die den kritischen Werten aus Reitz und Diwakar [30] gegenübergestellt werden (Tab. A5-4). Für diese Berechnungen sind folgende Größen erforderlich:

Oberflächen- temperatur	Oberflächen- spannung	Dichte der Flüssigkeit	Dichte des Gases	dynamische Viskosität des Gases	dynamische Viskosität der Flüssigkeit
T [°C]	σ [N/m]	ρ_l [kg/m ³]	ρ_g [kg/m ³]	μ_g [Ns/m ²]	μ_l [Ns/m ²]
160	1,37E-02	639	1,2378	1,792E-05	3,04E-04
180	1,22E-02	622	1,2748	1,783E-05	2,60E-04
200	1,08E-02	605	1,3328	1,776E-05	2,17E-04

Tabelle A5-3: Daten zur Berechnung der kritischen Größen bzgl. des Tropfenzerfalls und der Tropfendeformation für Tropfen mit Nachlaufflamme

Nachfolgende Werte wurden mit den Angaben aus Tabelle A5-3 unter der Annahme einer Reynoldszahl von $Re = 200$ berechnet.

Ober- flächen- temp.	Dichte- verhältnis	Verhältnis der dynam. Viskositäten	berechnete Geschwin- digkeit	berechnete Weberzahl	berechnete Ohnesorge- zahl	kritische Reynolds- zahl	Faktor für die Tropfen- form	krit. Größe
T [°C]	ρ_l/ρ_g	μ_l/μ_g	u in m/s	We	Oh	Re_{krit}	E	$We/Re^{0,5}$
160	517	16,96	1,04	0,27	1,95E-03	29	1,09	0,02
180	488	14,58	1,01	0,29	1,79E-03	20	1,13	0,02
200	454	12,22	0,96	0,32	1,61E-03	13	1,18	0,02

Tabelle A5-4: Berechnete Werte für die kritischen Größen bzgl. des Tropfenzerfalls und der Tropfendeformation für Tropfen mit Nachlaufflamme

Für Reynoldszahlen $Re > 200$ werden Dodekantropfen mit einer Oberflächentemperatur von $T = 180\text{ °C}$ auf einen möglichen Tropfenzerfall hin untersucht. Für die Grenzschicht gelten die Annahmen wie im vorangegangenen Fall bei abgestreifter Flamme. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich:

Re	u in m/s	We	We/Re ^{0,5}
200	1,01	0,29	0,02
400	2,01	1,18	0,06
600	3,02	2,65	0,11
800	4,03	4,71	0,17
1000	5,03	7,36	0,23
1200	6,04	10,59	0,31
1400	7,04	14,42	0,39

Tabelle A5-5: Berechnete Werte für die kritischen Größen bzgl. des Tropfenzerfalls in Abhängigkeit von der Tropfengeschwindigkeit bzw. der Reynoldszahl

Ergebnis für Tropfen mit Nachlaufflamme:

- Die Werte für die Weberzahl $We = 0,27$ bis $0,32$ liegen bei einer Reynoldszahl von $Re = 200$ und einer Temperatur der Tropfenoberflächen im Bereich von $160 < T_{\text{Oberfläche}} < 200\text{ °C}$ ebenso deutlich unter dem kritischen Wert von $We_{\text{krit}} = 3,6$ bis $8,4$ wie die Werte für das Verhältnis der Weberzahl zur Wurzel aus der Reynoldszahl $We/Re^{0,5} = 0,2$ ($We/Re^{0,5}_{\text{krit}} = 0,5$). Somit sind die beiden möglichen Arten des Tropfenzerfalls („bag breakup“ und „stripping breakup“) bis zu einer Fallgeschwindigkeit der Tropfen von $u \approx 1\text{ m/s}$ ausgeschlossen.
- Die Form der Tropfen ist in diesem Bereich gemäß den Berechnungen leicht länglich ($E > 1$).
- Sollte der Tropfen nicht bereits den Übergang der Form von leicht abgeplattet zu länglich bei umhüllter Flamme vollzogen haben, so geschieht dies spätestens mit dem Abstreifen der Flamme.
- Die berechnete maximale Geschwindigkeit der Dodekantropfen mit einem Durchmesser von $D = 2,78\text{ mm}$ liegt bei $u_{\text{max}} = 6,963\text{ m/s}$. Entsprechend Tabelle A5-5 überschreitet dabei die Weberzahl den angegebenen kritischen Wert. Ein sog. „bag breakup“ ist möglich, konnte aber nicht beobachtet werden. Da der Wert für das Verhältnis $We/Re^{0,5} < 0,2$ ist, findet ein „stripping breakup“ nicht statt.

Anhang B1

Daten für trockene Luft

Die Daten für trockene Luft wurden aus Turns [31] entnommen. Nachfolgend sind sie in einer Tabelle und in Diagrammen dargestellt.

1. Tabelle

Temperatur		dyn. Viskosität μ	kin. Viskosität ν	Dichte ρ	spez. Wärmekap. c_p
in K	in °C	in Ns/m ²	in mm ² /s	in kg/m ³	in kJ/(kg K)
100	-173,15	7,110E-06	2,000E-06	3,5562	1,032
150	-123,15	1,034E-05	4,426E-06	2,3364	1,012
200	-73,15	1,325E-05	7,590E-06	1,7458	1,007
250	-23,15	1,596E-05	1,144E-05	1,3947	1,006
300	26,85	1,846E-05	1,589E-05	1,1614	1,007
350	76,85	2,082E-05	2,092E-05	0,9950	1,009
400	126,85	2,301E-05	2,641E-05	0,8711	1,014
450	176,85	2,507E-05	3,239E-05	0,7740	1,021
500	226,85	2,701E-05	3,879E-05	0,6964	1,030
550	276,85	2,884E-05	4,557E-05	0,6329	1,040
600	326,85	3,058E-05	5,269E-05	0,5804	1,051
650	376,85	3,225E-05	6,021E-05	0,5356	1,063
700	426,85	3,388E-05	6,810E-05	0,4975	1,075
750	476,85	3,546E-05	7,637E-05	0,4643	1,087
800	526,85	3,698E-05	8,493E-05	0,4354	1,099
850	576,85	3,843E-05	9,380E-05	0,4097	1,110
900	626,85	3,981E-05	1,029E-04	0,3868	1,121
950	676,85	4,113E-05	1,122E-04	0,3666	1,131
1000	726,85	4,244E-05	1,219E-04	0,3482	1,141

Tabelle B1-1: Stoffdaten von trockener Luft

2. Diagramme

- 2.1. Dynamische Viskosität von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur
- 2.2. Kinematische Viskosität von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur
- 2.3. Dichte von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur
- 2.4. Spezifische Wärmekapazität von Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

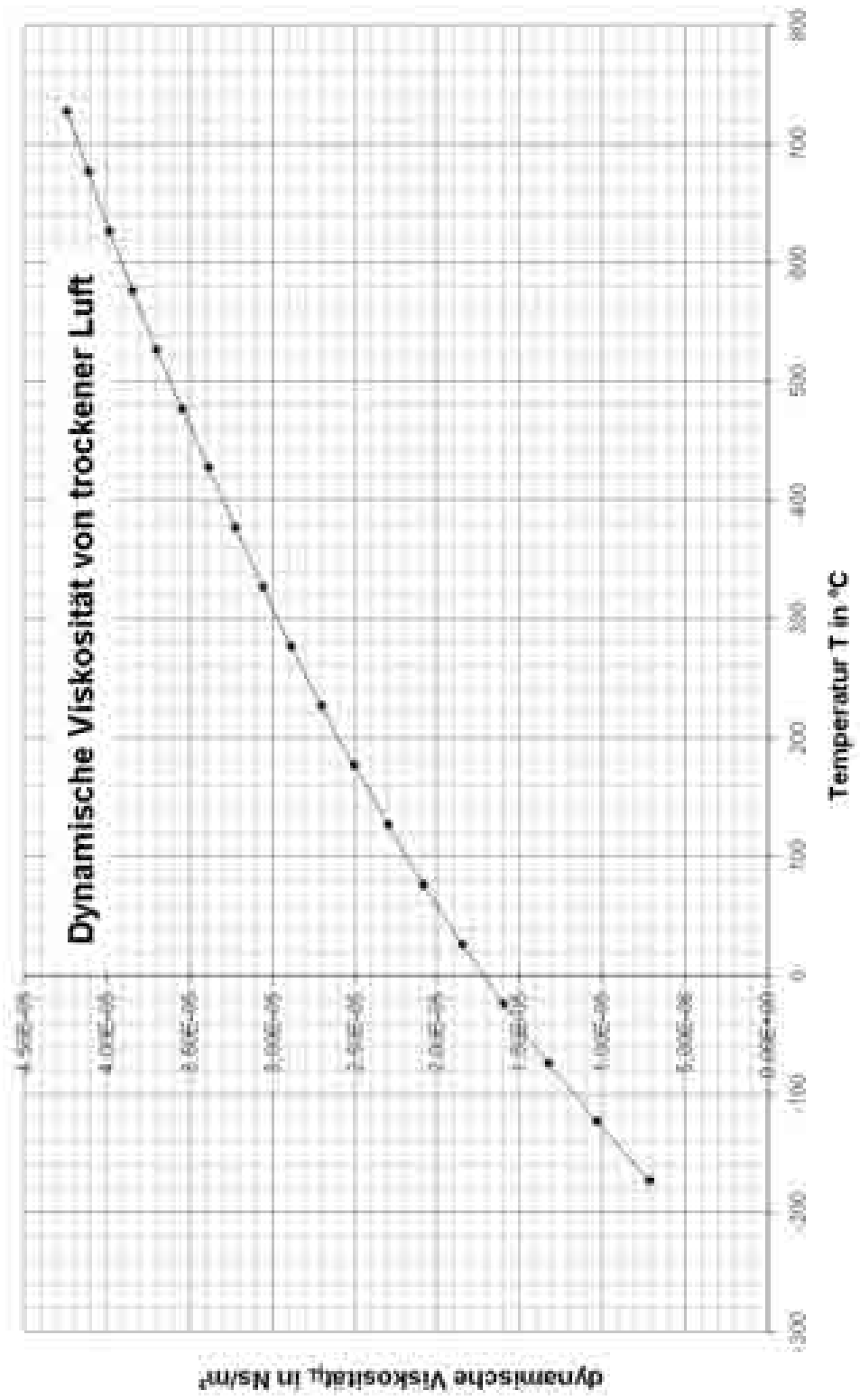


Abb. B1-1: Dynamische Viskosität von trockener Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

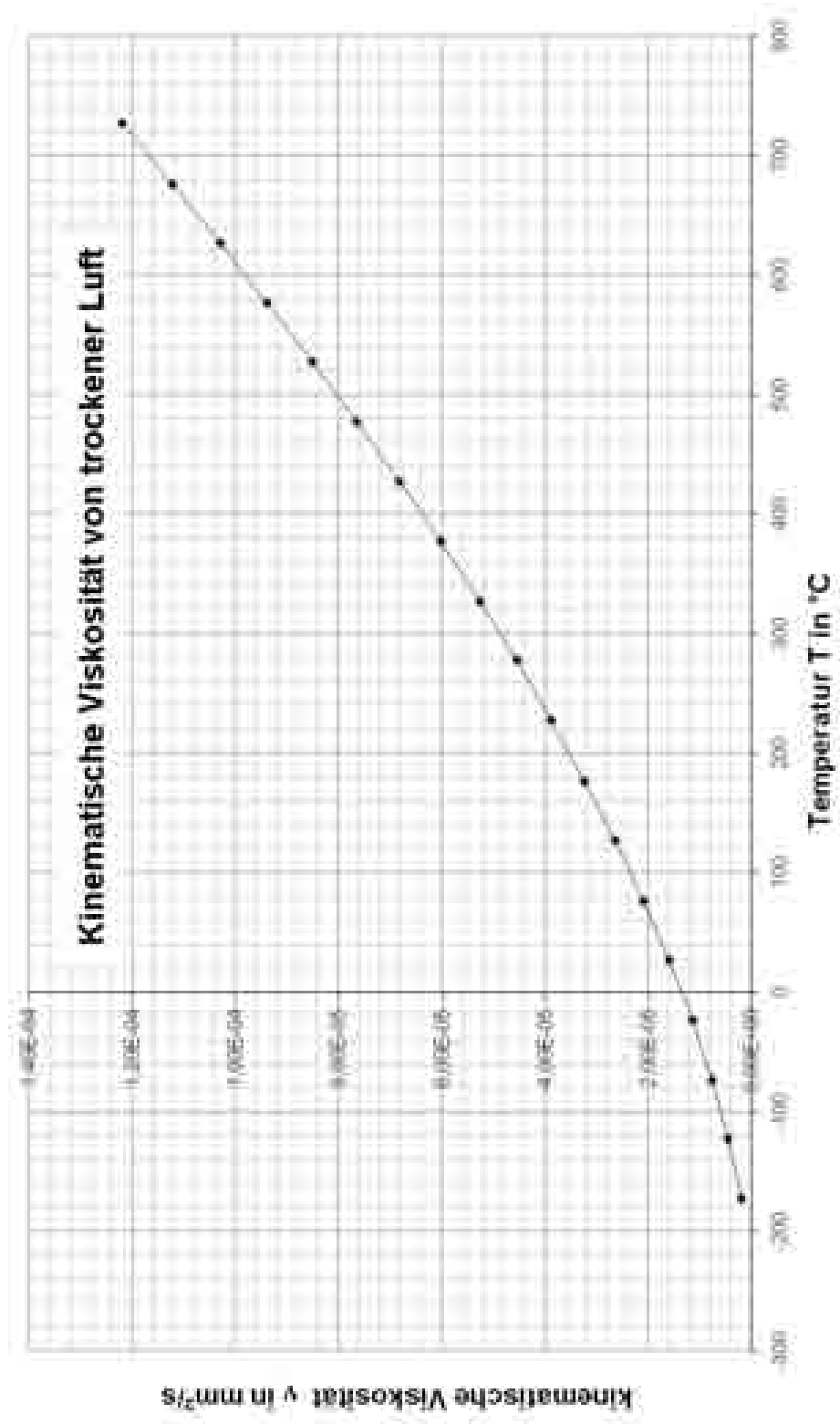


Abb. B1-2: Kinematische Viskosität von trockener Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

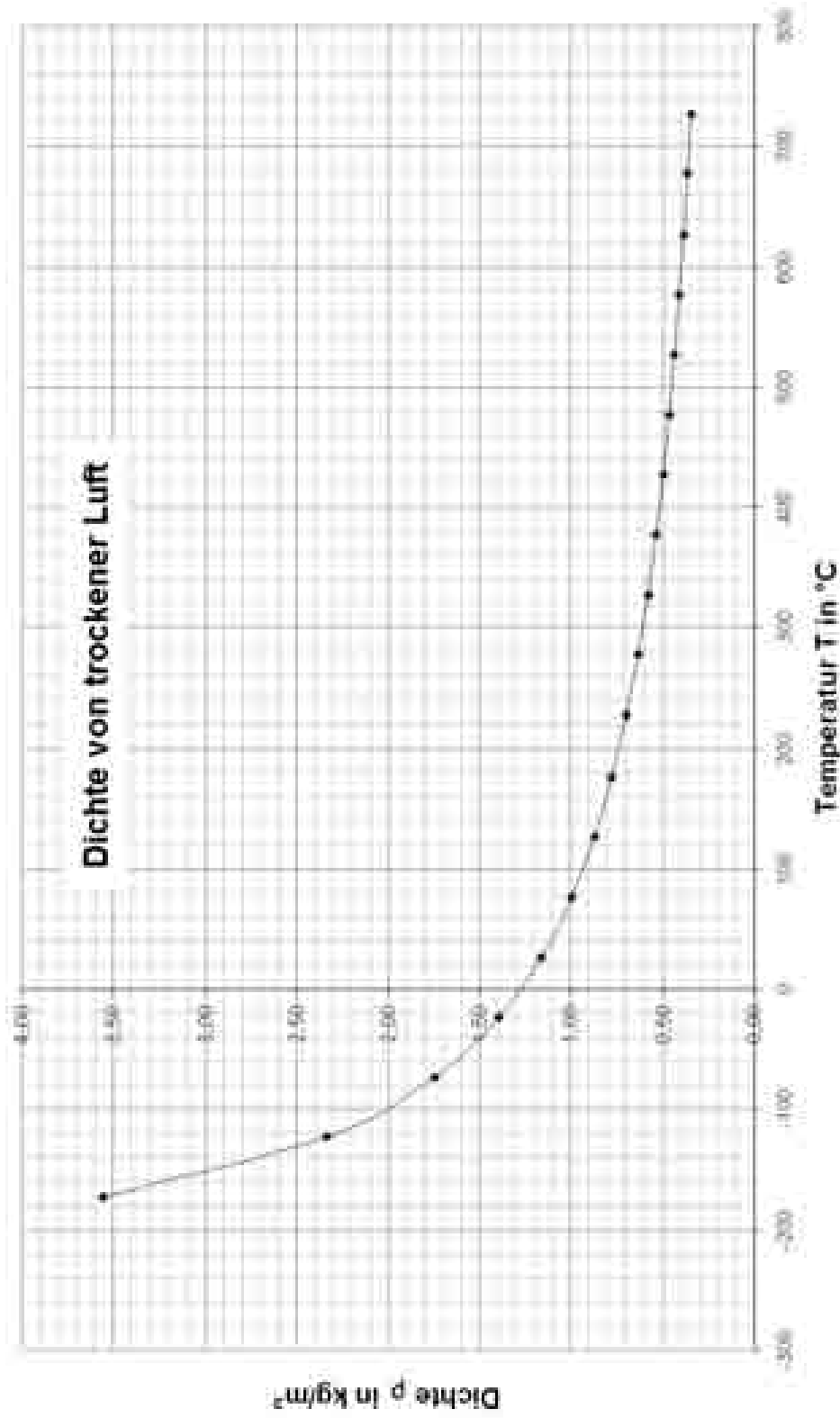


Abb. B1-3: Dichte von trockener Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

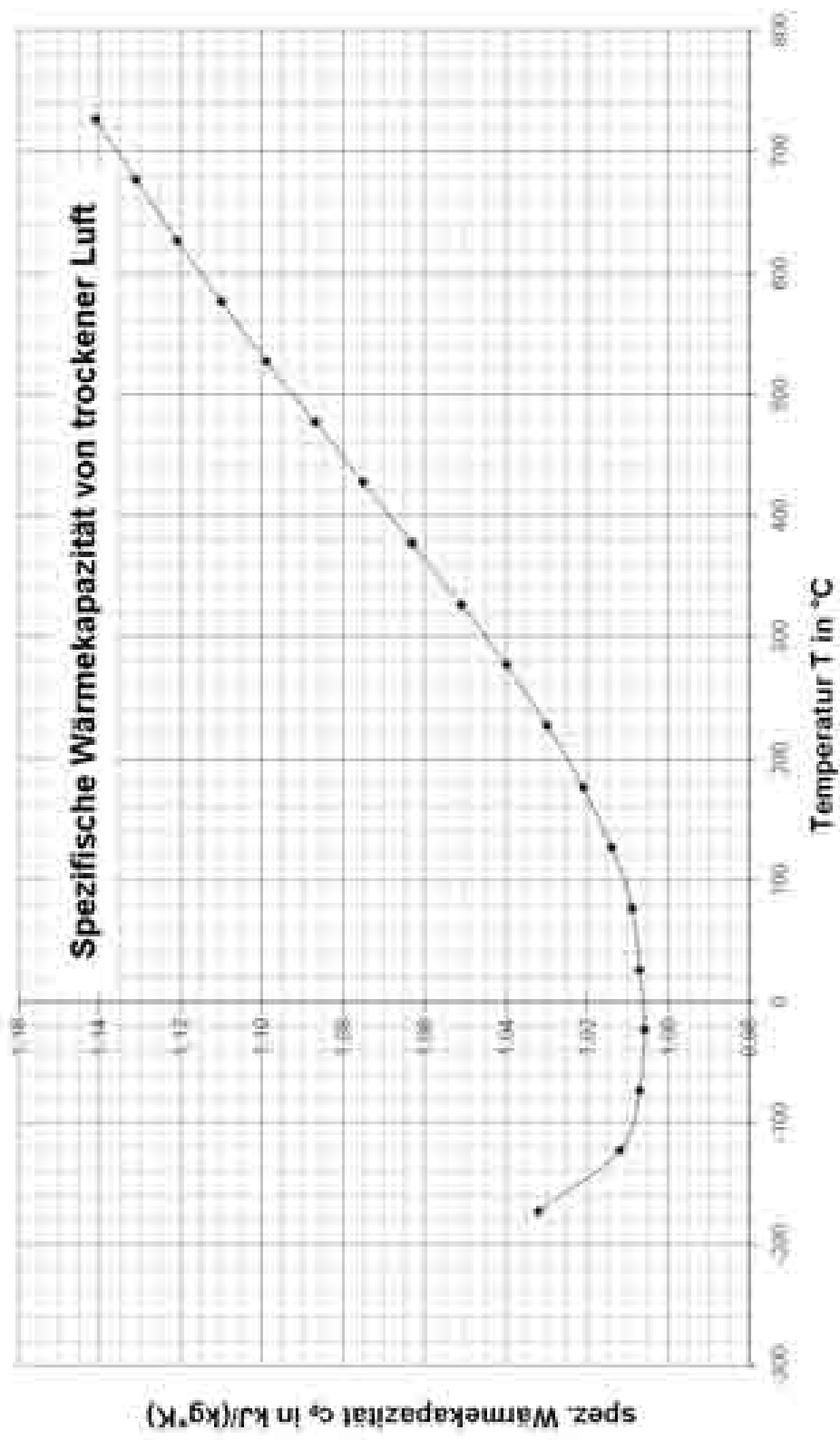


Abb. B1-4: Spezifische Wärmekapazität von trockener Luft in Abhängigkeit von der Temperatur

Anhang B2

Daten für Dodekan

Die Daten für Dodekan wurden aus Landoldt-Börnstein [51] entnommen bzw. gemäß der Richtlinien des VDI-Wärmeatlasses [39] berechnet. Nachfolgend sind sie in einer Tabelle und in Diagrammen dargestellt.

1. Tabellen

1.1. Daten für flüssiges Dodekan, entnommen aus Landoldt-Börnstein [51].

Temperatur T in °C	Dichte ρ in kg/m ³	dyn. Viskosität μ in 10 ⁻⁵ Ns/m ²
0	756	226,8
20	751	148,9
50	727	92,2
100	689	51,1
150	648	32,3
200	605	21,7

Tabelle B2-1: Dichte und dynamische Viskosität von flüssigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

1.2. Gegenüberstellung der Daten aus Landoldt-Börnstein [51] und der berechneten Werte gemäß den Richtlinien des VDI-Wärmeatlasses [39] für die dynamische Viskosität μ von gasförmigem Dodekan.

Temperatur T in °C	dyn. Viskosität μ aus [51] in Ns/m ²	dyn. Viskosität μ aus [39] in Ns/m ²
0	3,60E-06	4,398E-06
25	4,10E-06	4,781E-06
100	5,40E-06	5,962E-06
200	7,10E-06	7,566E-06
210	-	7,726E-06
216	-	7,827E-06
300	8,60E-06	9,151E-06
400	1,06E-05	1,069E-05
500	1,22E-05	1,218E-05

Tabelle B2-2: Dynamische Viskosität von gasförmigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

1.3. Dichte von gasförmigem Dodekan gemäß VDI-Wärmeatlas [39].

Temperatur T in °C	Dichte ρ in kg/m ³
190	4,912
196	4,823
200	4,773
206	4,688
210	4,640
216	4,559
300	3,761
400	3,143
500	2,713
700	2,139
1000	1,629

Tabelle B2-3: Dichte von gasförmigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

2. Diagramme

- 2.5. Dichte von flüssigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur
- 2.6. Dynamische Viskosität von flüssigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur
- 2.7. Dynamische Viskosität von gasförmigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur
- 2.8. Dichte von gasförmigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

3. Anmerkung

Für die dynamische Viskosität von gasförmigem Dodekan wurden auf Grund des Vergleichs im Diagramm 3 die Werte aus der Berechnung gemäß den Richtlinien des VDI-Wärmeatlases verwendet.

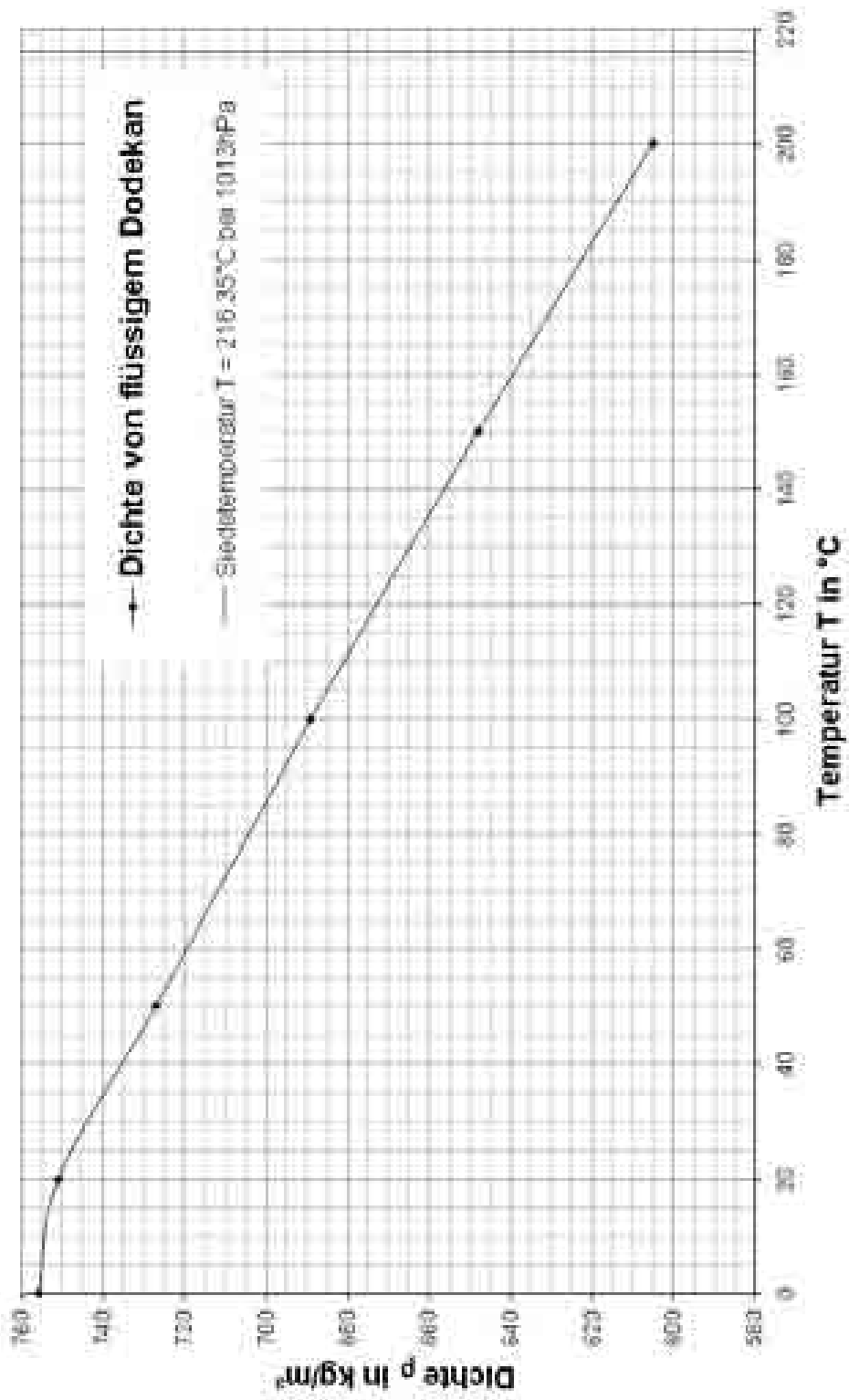


Abb. B2-1: Dichte von flüssigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

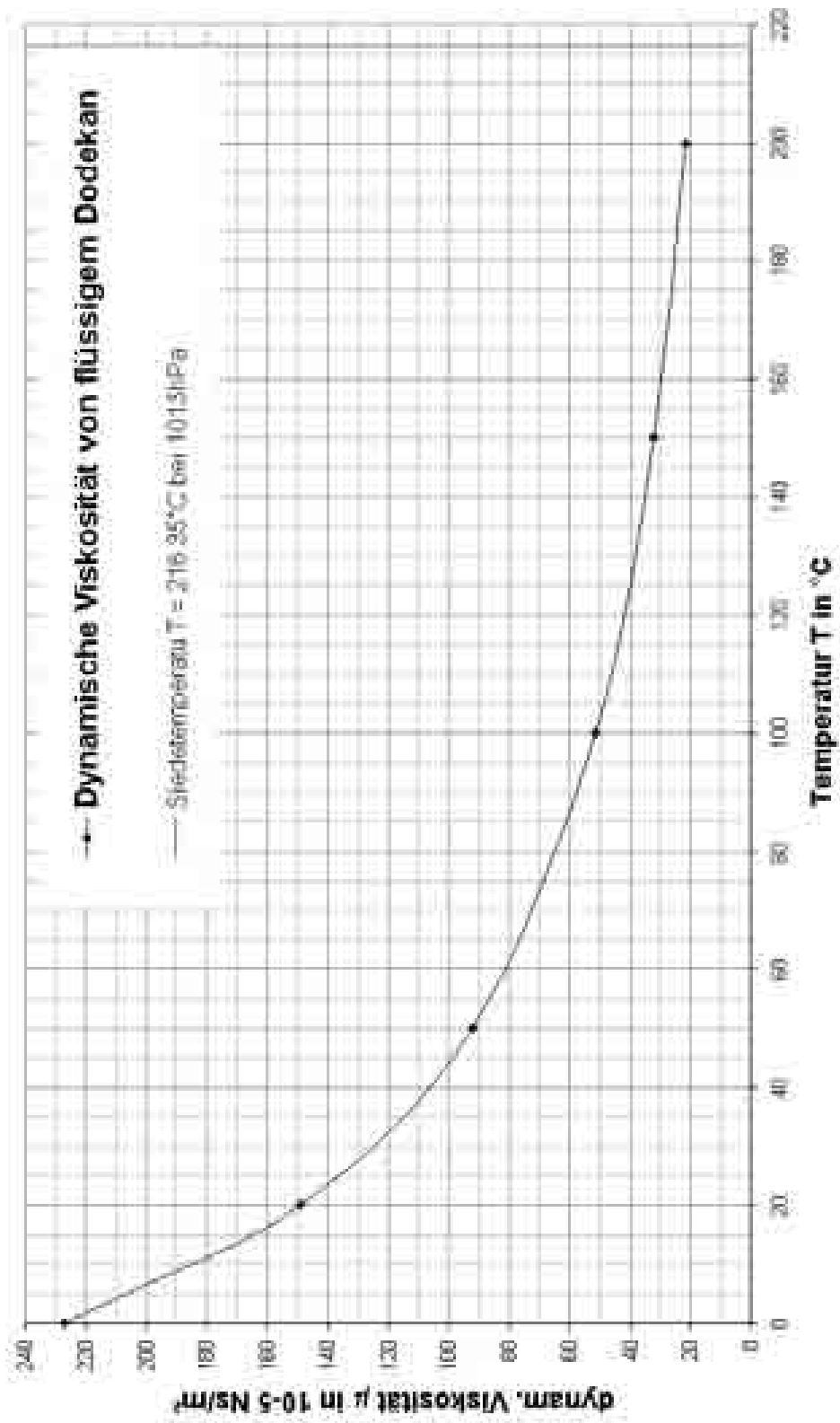


Abb. B2-2: Dynamische Viskosität von flüssigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

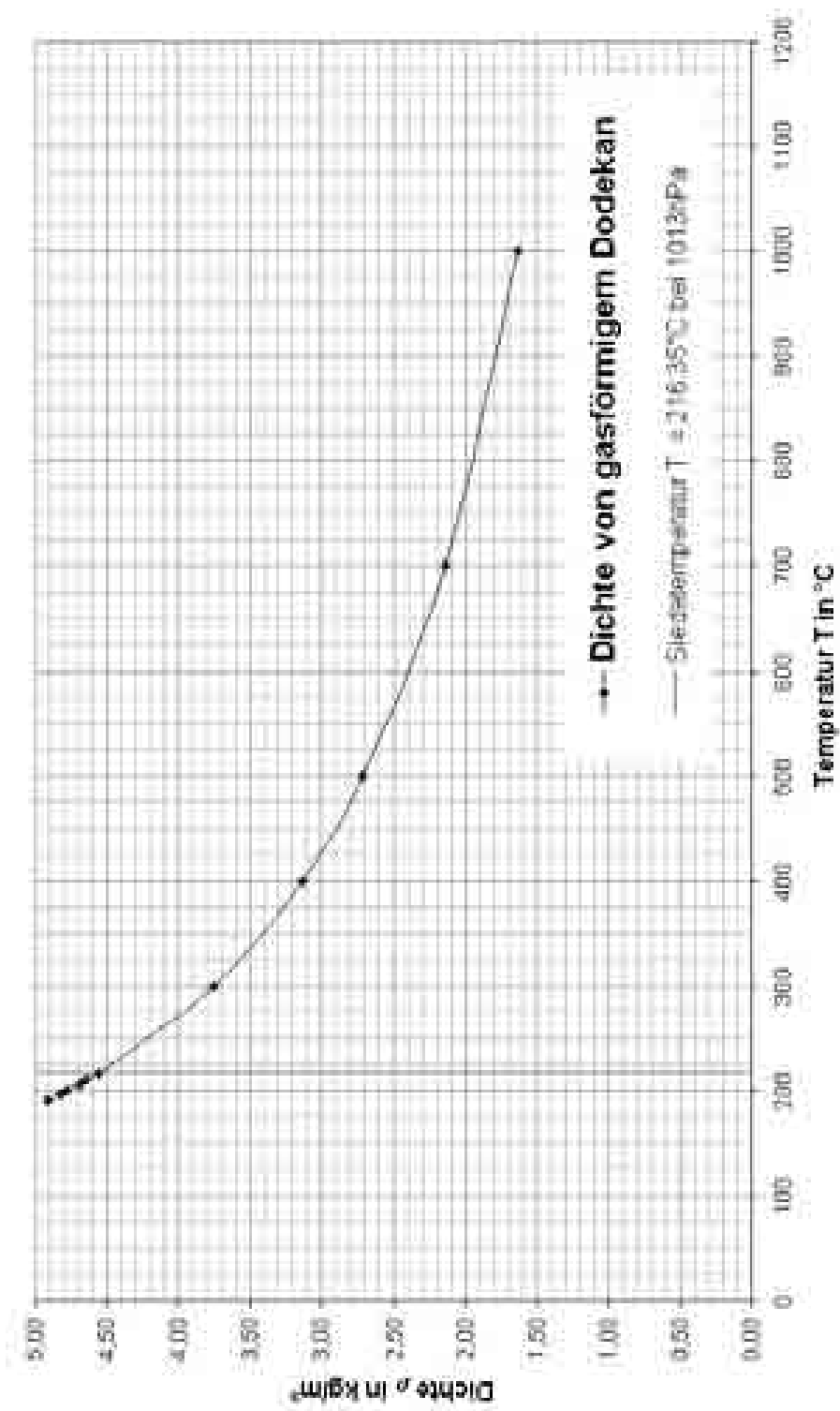


Abb. B2-3: Dichte von gasförmigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

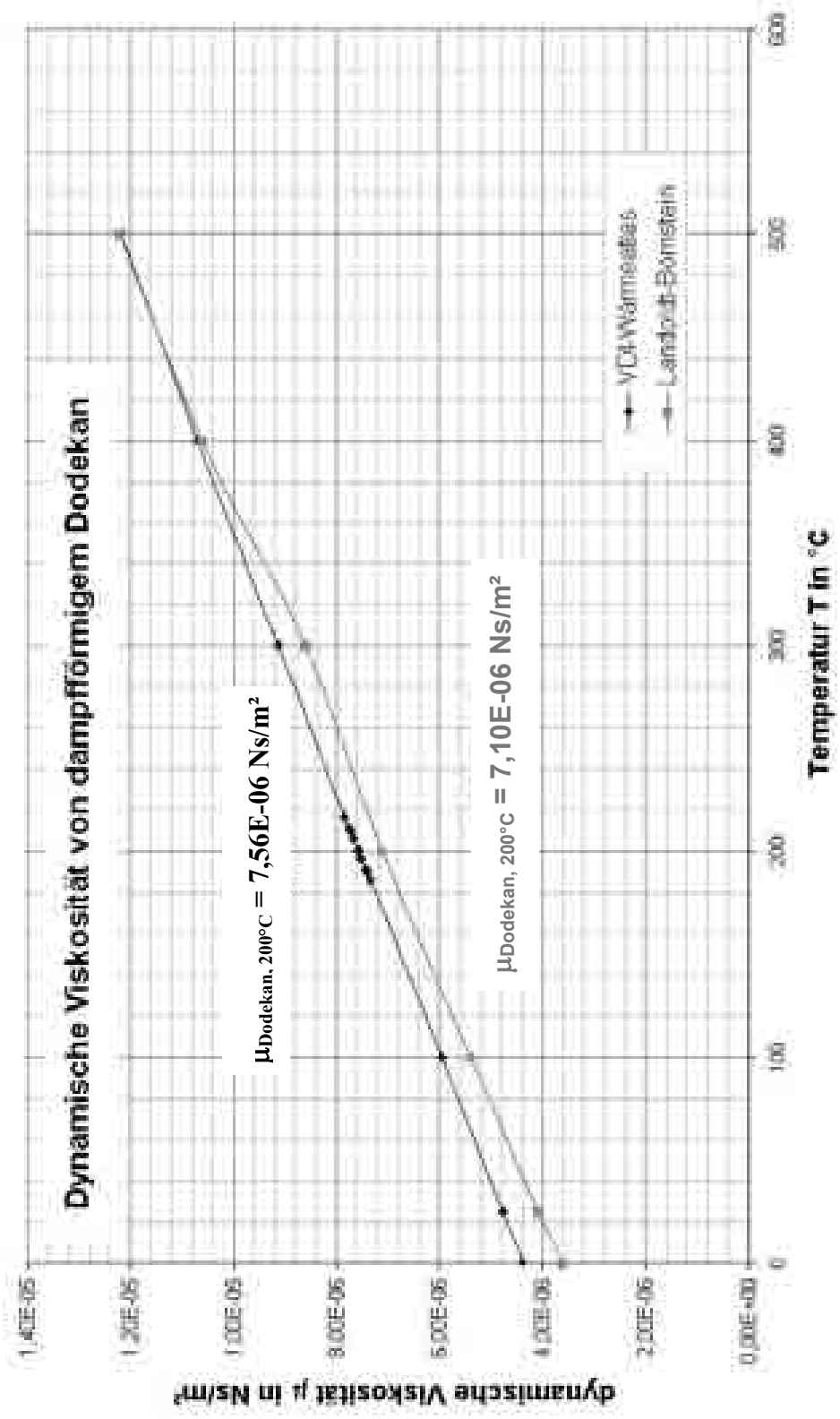


Abb. B2-4: Dynamische Viskosität von gasförmigem Dodekan in Abhängigkeit von der Temperatur

Anhang B3

Daten für Polyethylen

Bei dem in den Versuchen verwendeten Polyethylen handelt es sich um Lupolen 3020D der Firma Basell. Die entsprechenden Stoffdaten stammen aus einer Broschüre der Herstellerfirma [52]. Nachfolgend sind die in dieser Arbeit verwendeten Werte aufgeführt:

Lupolen 3020 D ist ein low density Polyethylen (LDPE). Die relevanten Stoffdaten für die vorliegende Arbeit sind:

- Dichte bei 20 °C: $\rho = 0,927 \text{ g/cm}^3 = 0,927 \text{ kg/dm}^3$,
- obere Explosionsgrenze: 17% Sauerstoffgehalt,
- Zersetzungstemperatur: 350 °C - 360 °C.

In einem Versuch im Rahmen dieser Arbeit wurde für eine Abtropftemperatur von $T = 340 \text{ °C}$ eine mittlere Dichte der Tropfen über die Masse und das Volumen nach einer Fallstrecke von $s = 2 \text{ cm}$ bestimmt:

- mittlere Dichte bei 340 °C: $\rho = 0,47 \text{ g/cm}^3 = 0,47 \text{ kg/dm}^3$.

Anhang B4

Daten für Boeson Trennwax

1. Zusammensetzung laut Hersteller [53]:

- 32,98% Caprylsäure $C_7H_{15}COOH$
- 23,90% Caprinsäure $C_9H_{19}COOH$
- 21,80% Laurinsäure $C_{11}H_{23}COOH$
- 8,86% Myristinsäure $C_{13}H_{27}COOH$
- 4,90% Palmitinsäure $C_{15}H_{31}COOH$
- 1,49% Stearinsäure $C_{17}H_{35}COOH$
- 4,01% Ölsäure $C_{17}H_{33}COOH$
- 2,07% Linolsäure $C_{17}H_{31}COOH$.

Tabelle B4-1: Zusammensetzung von Boeson Trennwax

2. Flammpunkt:

$$T_f = 256^\circ C$$

Anhang B5

Daten für Petroleum

Die aufgeführten Daten stammen aus [54] und [55]:

1. Siedebereich [54]:

$$T_{\text{siede}} \approx 150 \text{ °C} - 290 \text{ °C}$$

2. Komponenten [55]:

Kohlenwasserstoffe mit 12 bis 17 Kohlenstoffatomen:

- Alkane (Paraffine): C_nH_{2n+2} ,
- Zykloalkane (Naphtene): C_nH_{2n} ,
- Alkylbenzole: $C_6H_5 - C_nH_{2n+1}$

3. Flammpunkt [54]:

$$T_f > 56 \text{ °C}$$

4. Explosionsgrenzen [54]:

- obere: 0,6 Vol%
- untere: 8,0 Vol%

5. Dichte bei 20 °C [54]:

$$\rho = 0,78 \text{ g/cm}^3 - 0,83 \text{ g/cm}^3$$

Anhang C1

Literatur [9]

Die nachfolgenden Informationen wurden im Januar 2004 dem Internet entnommen. Die zugehörige Internetadresse lautet:

<http://reaflow.iwr.uni-heidelberg.de/~icders99/program/papers/001-050/035.pdf>

Da das Internet ständigen Veränderungen unterliegt wurde der Inhalt dieser Seiten als Anhang der vorliegenden Arbeit angefügt. Laut Auskunft von Prof. Rogg (Ruhr-Universität Bochum) wurde diese Arbeit bisher nicht gedruckt und es ist auch kein Druck geplant.

Experimental Investigation of Wake and Envelope Flames

Around an Octane-Wet Porous Sphere

W. Wang, F. Schlottmann and B. Rogg

Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Institut für Thermo- und Fluidodynamik
Ruh-Universität Bochum, D-44780 Bochum, Germany

Abstract

Two-phase reactive flows with fuel of iso-octane and with oxidizer of air are experimentally investigated. Velocity field and OH concentration field are measured respectively with PIV and LIF techniques. Some interesting combustion phenomena have been revealed from the experiments, including triple flame structure and vortex structures in wake flame as well as stagnation flow and combustion in envelope flame. The present work provides some important insight to better understand the dynamic interactions between convection and chemical reaction in the complicated two-phase reactive flows.

Introduction

For two-phase reactive flows, even nowadays only a limited amount of experimental data is available for detailed analysis of dynamic interactions between flow, evaporation and chemical reaction processes, although some research was done previously [1, 2].

Most practical liquid fuels are composed of higher hydrocarbons. Not only the detailed chemistries involved for such fuels are complex and the same time incomplete, but also some kinetic data are based only on estimation or approximation. Simple chemistries still have to play quite important role in such numerical simulation. Apart from the chemistry, the two-phase transport models have not been fully developed, either. All these factors make the numerical simulation of two-phase combustion full of uncertainties. Under such circumstances, it seems to be necessary to have some reliable experimental data which can be used to validate the models used in numerical simulation of two-phase phenomena, at least partly. On the other hand, modern laser technology has developed quite fast recently. Many measurement devices using laser technique with their corresponding hardware and software become more and more stable and some of them are commercially available.

As a contribution to bridge the gap in numerical simulation of two-phase combustion and to provide reliable experimental data, in the current work the velocity fields and OH concentration fields for the two-phase reactive flows of iso-octane and air have been investigated with PIV and LIF techniques, which are considered to be particularly suitable to provide detailed and reliable information about combustion processes.

Experiments

The experimental setup consists of a porous sphere of 20 mm in diameter, in which octane is continuously provided from inside, and of a nozzle-like device to provide air flow at Reynolds number of less than 2000 range. Octane is supplied to the porous sphere such that the flow rate of octane matches its evaporation rate on the surface of the sphere, so that the combustion process is fully controlled by the evaporation process of the liquid fuel. Furthermore, the surface of the sphere is kept to wet-bulb condition whenever possible. Figure 1 shows the schematic setup for velocity measurement of wake flames with a PIV equipment. A similar but modified setup is used to accommodate LIF measurements of OH concentration fields in wake flames and, alternatively, envelope flames.

Results and Analyses

In the current paper, wake and envelope flames are the main focuses of the investigation though there is another interesting flame phenomenon in between, that is, the “sit-on” flame which sits on the sphere’s surface, as indicated. For the wake flame, a triple flame like structure has been observed and investigated in detail. For the envelope flame, the at-

tention in the experiment is focused on the vicinity of the lower stagnation point. In fact, the triple flame structure appears already when the flame extinguishes at the lower stagnation point and sits on the sphere's surface caused by relatively lower velocity of incoming air.

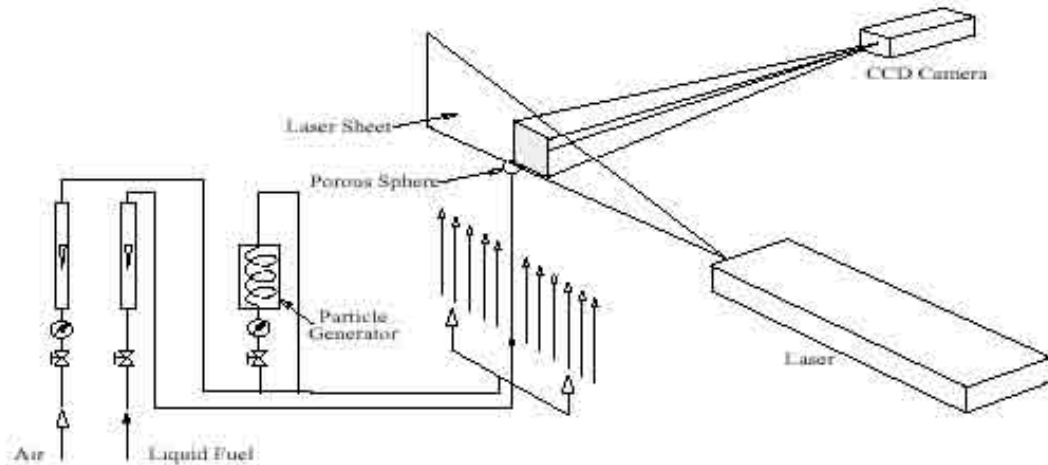


Figure 1: Experimental setup of a two-phase reactive flow around a porous sphere.

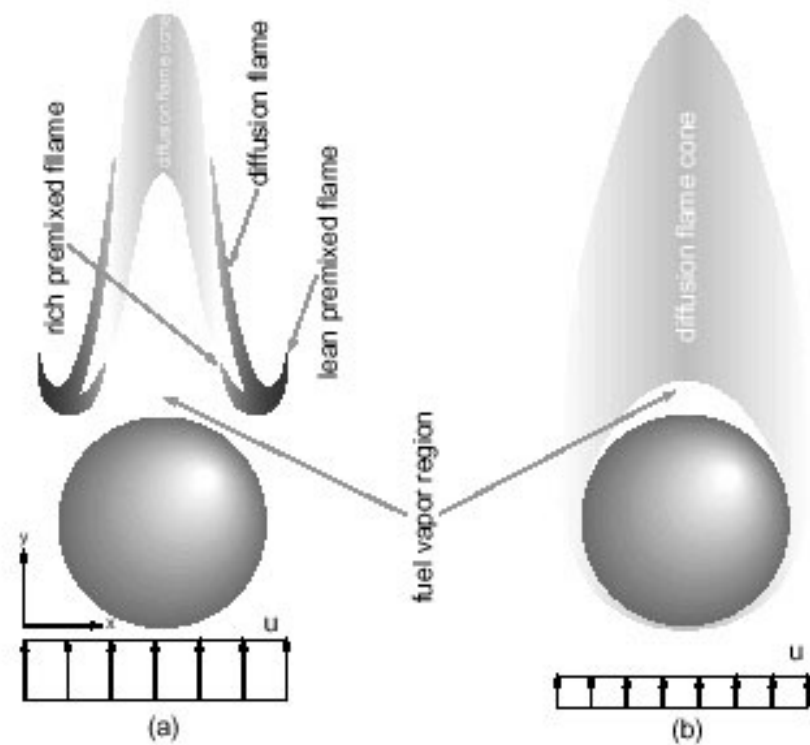


Figure 2: Schematic of a wake (a) and an envelope (b) flame structure in two-phase reactive flows.

In the case of wake flames, liquid fuel evaporating from the sphere’s surface and oxidizer carried by the incoming flow at a Reynolds number of about 1900 generate a mixing layer in the wake of the sphere. A stable triple flame structure is formed around the lower edge of the wake flame, see Fig. 2 (a). This premixed mixing layer is generated shortly after in an obvious evaporation- and diffusion-dominated process. The formation of this mixing layer which is essential to the triple flame structure reflects the effect of the interaction between the convection, evaporation and chemical reaction in this two-phase reactive flow. The fuel-rich premixed branch inside and the fuel-lean premixed branch outside are rather small but the diffusion branch in between extends quite far to the downstream and connects to the diffusion flame core in the middle of the flame cone. At the lower part of flame cone, no combustion appears inside (directly above the sphere) because very dense fuel vapour and little oxygen exists there.

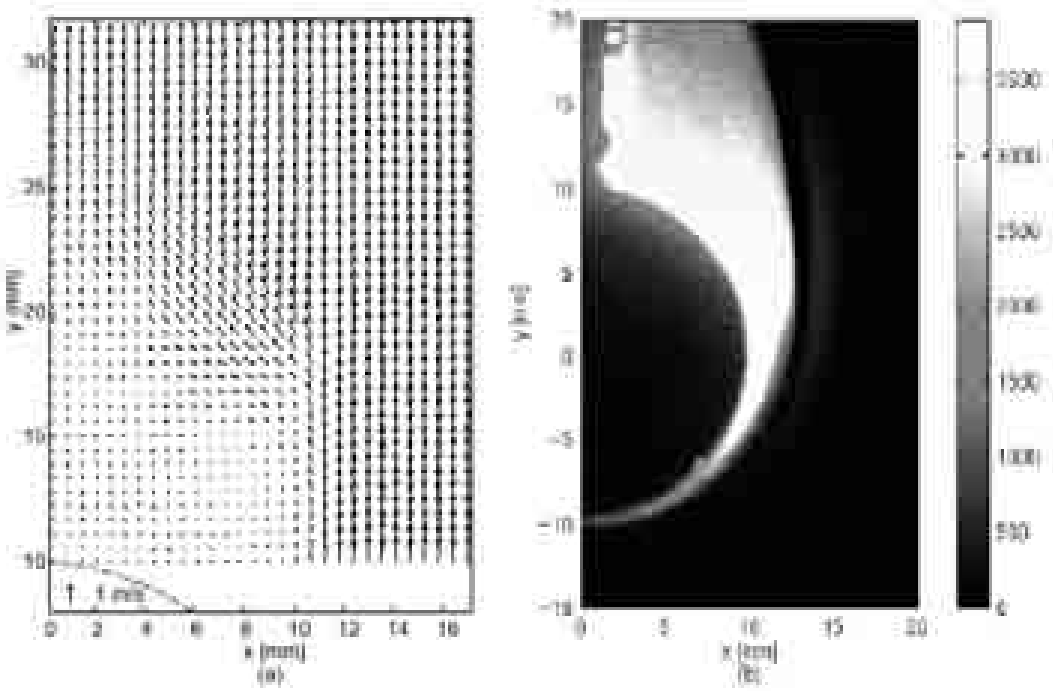


Figure 3: Flow field (a) in the region of triple flame with combustion rate of 0.0348 L/h and Reynolds number of 1900 and fluorescence intensity (b) of OH in an envelope flame with combustion rate of 0.09 L/h and Reynolds number of 355 for iso-octane flames. Reynolds numbers are based on sphere’s diameter and incoming air flow; a Ø20 mm porous sphere is located at origin and dotted line indicates sphere’s surface.

Shown in Fig. 3 is a part of the typical velocity field for a wake flame obtained with the PIV technique. The flow field shows some unique features. At above the sphere and away from sphere's vertical axis, there is a stable and distinct vortex which induces also a downward flow in a direction of sphere's vertical axis. The triple flame sits, in fact, itself on the vortex. Above the vortex, convection and thermal expansion make the flow converging into the middle and the main flow direction is however upward. Consequently, a back-to-back counter flow is formed there. Though gravity greatly affects the flow and combustion behaviour in the current case, an analogy does exist between such wake flame and flame's "blow-away" phenomenon in droplet combustion.

On the other hand, an envelope flame is formed if the incoming flow is at a relatively low Reynolds number, see Fig. 2 (b). The flow pattern close to the stagnation point is quite similar to that in a Tsuij burner. Figure 3 (b) shows fluorescence intensity of OH (detected by LIF device) of a typical envelope flame. The higher OH concentration shows roughly the reaction zone in the flame. At the lower part of the sphere there is a very thin layer of reaction zone; flame becomes thicker and thicker when it goes up.

Such a thin combustion zone close to the lower stagnation point exists mainly because the flame is strongly stretched there. Furthermore, the region near the stagnation point is also the starting point for the flame extinction when higher velocity is provided. With the increasing incoming air velocity, the thickness of the reaction zone there becomes thinner and thinner until the flame starts to extinguish. Then the flame will transit into a "sit-on" flame and triple flame structure begins to merge on the sphere's surface. In many practical situations, such a triple flame structure may also appear above a relatively fuel-wet surface.

With even higher velocity, the flame's lower edge moves up on the sphere's surface, finally it is lifted and wake flame with triple flame structure is formed in the wake of the sphere.

Final Remarks

The present investigation with PIV and LIF technique improves the basic understanding of the combustion phenomena close to the fuel-wet surface, especially the newly observed triple flame structure and its surrounding flow phenomena.

The experimental data of velocity field and the relative concentration fields of OH obtained can help to develop and validate the models of transports and reaction in numerical simulations.

Furthermore, the present experiments have important implications to droplet combustion with respect to flame propagation, spread and extinction, even though in the cases considered here gravity plays an important role and the Reynolds number is relatively high.

Acknowledgments

The authors wish to thank Mr. O. Mielenz for his great effort in helping to prepare the PIV and LIF equipment and make them in working order.

References

- [1] J.W. Aldred and A. Williams: The mechanism of combustion of droplets and spheres of liquid n-heptane, *Combustion and Flame* 17 (1971), pp. 139 - 148
- [2] S.R. Gollahalli and T.A. Brzustowski: Experimental studies on the flame structure in the wake of a burning droplet, *Fourteenth Symposium (International) on Combustion*, pp. 1333 - 1344, 1973

Anhang C2

Literatur [55]

Die nachfolgenden Informationen wurden im Januar 2004 dem Internet entnommen. Die zugehörige Internetadresse lautet:

<http://www.hytta.de/zubehoer/petroleu.htm>

Da das Internet ständigen Veränderungen unterliegt, wurde der Inhalt dieser Seiten als Anhang der vorliegenden Arbeit angefügt.

Petroleum

Die Verwendung des Begriffs "Petroleum" ist im deutschen Sprachraum mehrdeutig. Ursprünglich wird "Petroleum" (wie im angelsächsischen Sprachraum 'petrol') überwiegend als Sammelbegriff benutzt und bedeutet dann schlicht Erdöl. Im heutigen Sprachgebrauch wird unter Petroleum jedoch eher ein bestimmtes Destillationsprodukt bei der Erdölfraktionierung verstanden. Erdöl (auch Naphta oder Steinöl) ist ein Gemisch aus verschiedenen Kohlenwasserstoffen, die nach ihren Siedepunkten unterschieden werden*:

Siedepunkt [C]:	Bezeichnung:
40-70°	Petroläther
70-120°	Leichtbenzin
120-140°	Ligroin
140-180°	Schwerbenzin
180-250°	Petroleum
250-350°	Gasöl, Diesel, Heizöl
> 350°	Schmieröl

Für "Petroleum" im obigen Sinne werden häufig auch andere, teilweise eher verwendungsorientierte Begriffe wie "Lampenöl", "Leuchtöl", "Kerosin", "Paraffinöl", oder gar "Oleum petrae album" benutzt.

Wichtig für die Verwendung in Petroleumlampen ist jedoch folgendes:

- Das Petroleum muß "rein" sein, d.h. es darf keine tiefer siedenden Bestandteile enthalten. Der Hinweis auf Petroleum der Klasse A III geht zurück auf die deutsche "Verordnung für brennbare Flüssigkeiten" (VbF). Ein Brennstoff entspricht der Gefahrklasse A III, wenn der Flammpunkt (nicht zu verwechseln mit dem Siedepunkt) zwischen 55° und 100°C liegt. Die Gefahrenklassen A I, A II und B bedeuten allesamt eine Entzündbarkeit bereits unter 55°C, Brennstoffe dieser Klassen dürfen auf keinen Fall für Petroleumlampen benutzt werden. Handelsware in Europa und Nordamerika (franz. "pétrole", engl. "kerosene", "kerosine" bzw. "paraffin") entspricht in der Regel den Anforderungen an Reinheit, in entlegenen Gebieten sollte man jedoch diesbezüglich etwas vorsichtig sein. Diesel (Gasöl) siedet höher als Petroleum und kann deshalb im Notfall - ohne Explosionsgefahr heraufzubeschwören- benutzt werden, allerdings ist mit stärkerer Rußentwicklung zu rechnen.
- Das Petroleum sollte "gereinigt" sein. Petroleum besteht aus Kohlenwasserstoffen mit 12-17 Kohlenstoffatomen, die jedoch unterschiedlich angeordnet sind und als Alkane (Paraffine) sowie Zykloalkane (Naphtene) und Alkylbenzole auftreten. Die Alkylbenzole sind aromatische Verbindungen, je geringer deren Anteil im Petroleum, umso geringer ist die Geruchs-, Ruß- und Schadstoffentwicklung und umso geeigneter ist das Petroleum für die Verwendung in Petroleumlampen. Besteht einfach gereinigtes Petroleum zu bis zu 18% aus Aromaten, so enthält hochgereinigtes Petroleum nur noch unter 0,1% Aromaten. Gereinigtes Petroleum ist außer aromaten- auch schwefelarm. Durch Abwesenheit der Aromaten rechtfertigt sich der Begriff "Paraffinöl".
- Vorsicht bei sogenanntem "Duftpetroleum". Vielfach werden dem Duftpetroleum nur deshalb Duftstoffe zugesetzt, um den zu hohen Aromatengehalt zu übertünchen. Gutes Petroleum verbrennt fast geruchlos. Wurde eine Dochtlampe auch nur einmal mit Duftpetroleum betrieben, muss man den Docht komplett auswechseln, um den 'Duft' später wieder loszuwerden.

- Grundsätzlich spricht nichts gegen die Verwendung biologischer Öle aus nachwachsenden Rohstoffen, wenn die chemischen Eigenschaften in Flamm- und Siedepunkt dem reinen Petroleum entsprechen. In der Regel sind die angebotenen Lampenöle aus Rapsöl (Flammpunkt ca. 150°, Siedepunkt ca. 200°) jedoch zähflüssiger als mineralische Lampenöle, somit für Dochtlampen nur bedingt und für Petroleumglühlampen überhaupt nicht geeignet.

*) Gelegentlich werden auch etwas abweichende Definitionen als oben genannt:

Siedepunkt [C]	Bezeichnung
40-70°	Petroläther
70-100°	Leichtbenzin
100-120°	Autobenzin
120-150°	Ligroin
150-250°	Petroleum
250-300°	Dieselöl
300-350°	Schmieröl
> 360°	Paraffin**

***) Grundsätzlich sind alle Alkane (geradkettige, gesättigte Kohlenwasserstoffe) unabhängig von ihren Siedepunkten und Viskositäten Paraffine. Eingebürgert hat sich jedoch der Begriff "Paraffin" in der deutschen Sprache -wegen der Verwendung der Paraffinwachs im Kerzenwachs- für die festen Alkane mit einer Kettenlänge > 25 C-Atomen.

Literaturverzeichnis

1. Dietrich, D.L., Haggard, J.B. Jr., Dryer, F.L., Nayagam, M.V., Shaw, B.D. and Williams, F.A.: Droplet combustion experiments in Spacelab, 26th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, p. 1201, 1996
2. Dietrich, D.L., Dryer, F.L., Haggard, J.B. Jr., Nayagam, M.V., Shaw, B.D. and Williams, F.A.: Fiber supported droplet combustion, L+1 Symposium for USML-2 Shuttle mission, National Academy of Sciences, February 10, 11, published in special proceedings, 1997
3. Lung-Weei Huang, Chiun-Hsun Chen: Numerical analysis of a burning droplet with internal circulation in a gravitational environment, Numerical Heat Transfer, Part A, pp. 43-60, 1998
4. Jog, M.A., Ayyaswamy, P.S., Cohen, I.M.: Evaporation and combustion of a slowly moving liquid fuel droplet: higher order theory, J. Fluid Mech., Vol. 307, pp. 135-165, 1996
5. Dwyer, H.R., Sanders, B.R.: Calculations of unsteady reacting droplet flows, Twenty-Second Symp. (Int.) on Combustion, pp. 1923-1929, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1988
6. Dwyer, H.A., Sanders, B.R.: A detailed study of burning fuel droplets, Twenty-First Symp. (Int.) on Combustion, pp. 1923-1929, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania, 1986
7. Kuwahara, K., Komurasaki, S.: Simulation of high Reynolds number flows using multidirectional upwind scheme, AIAA Paper 2002-0133
8. Lugt, H.: Wirbelströmungen in Natur und Technik, pp. 200 - 204, G. Braun Verlag, Karlsruhe 1979
9. Wang, W., Schlottmann, F., Rogg, B.: Experimental Investigation of Wake and Envelope Flames around an Octane-Wet Porous Sphere, siehe Anhang C1
10. Motil, S.M., Williams, F.A.: Fiber supported droplet combustion investigation, Combustion Science and Technology, Vol. 167, p. 29, 2001
11. Marchese, A.J., Dryer, F.L., Nayagam, M.V., Colantonio, R.O.: Microgravity combustion of methanol and methanol/water droplets: Drop tower experiments and model predictions, 26th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, p. 1209, 1996

12. Marchese, A.J., Dryer, F.L., Nayagam, M.V., Colantonio, R.O.: Hydroxyl radical chemiluminescence imaging and structure of microgravity droplet flames, 26th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, p. 1219, 1996
13. Marchese, A.J., Dryer, F.L., Colantonio, R.O.: Radiative effects in space-based methanol/water droplet combustion experiments, 27th Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, pp. 2627-2634, 1999
14. Lee, H.S., Merte, H. Jr.: Pool Boiling Mechanisms in Microgravity, Proceeding of the Engineering Foundation Conference on „Microgravity Fluid Physics and Heat Transfer, Ed. V. K. Dhir, 9/19/99-9/24/99, Hawaii
15. Lee, H. S., Merte, H. Jr.: The Origin of the Dynamic Growth of Vapour Bubbles Related to Vapour Explosions, J. of Heat Transfer, Vol. 120, February 1998
16. Achenbach, E.: Vortex shedding from spheres, J. Fluid Mech., Vol. 62, pp. 209-221, 1974
17. Hankey, W.L. und Shang J.S.: Analysis of self-excited oscillations in fluid flows, Air Force Flight Dynamics Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, Technical Report AFFDL-TR-803088, 1980
18. Noto, K., Ishida, H., Matsumoto, R.: A breakdown of the Kármán vortex street due to natural convection, Kobe University, Japan
19. Shirayama, S.: Flow past a sphere: Topological Transitions of the vorticity field, AIAA Journal, Vol. 30, No. 2, 1992
20. Bagchi, P., Balachandar, S.: Steady planar straining flow past a rigid sphere at moderate Reynolds number, J. Fluid Mech., Vol. 466, pp. 365-407, 2002
21. Nakamura, I.: Steady wake behind a sphere, Phys. of Fluid, 1976, Vol. 19/1, pp. 5-8
22. Brücker, C.: Spatio-temporal reconstruction of the unsteady wake of axi-symmetric bluff bodies via time-recording DPIV, RWTH Aachen
23. Provansal, M., Schouveiler, L.: Experimental study of the coupled wakes of two spheres, Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre, Instabilités Hydrodynamiques et Transition, TEAM, Universität Marseille, 2000
24. Mittal, R.: Response of the sphere wake to freestream fluctuations, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 2000, Vol. 13, pp397-419
25. Nataranja, R., Acivos, A.: The instability of the steady flow past spheres and disks, J. of Fluid Mech., 1993, Vol 254, pp. 323-344

26. Schouveiler, L., Provansal, M.: Self-sustained oscillations in the wake of a sphere, *Phys. of Fluid*, 2002, Vol. 14, No. 11, pp. 3846-3854
27. Mittal, R. , Najjar, F.M.: Vortex dynamics in the sphere wake, AIAA 99-3806, 1999
28. Matalon, M.: Diffusion flames: extinction and stability, Northwestern University, Evanston, IL
29. Helenbrook, B.T. & Edwards, C.F.: Quasi-steady deformation and drag of uncontaminated liquid drops, Elsevier Science, 2002
30. Reitz, R.D. & Diwakar, R.: Effect of drop breakup on fuel sprays, SAE Paper 860468, 1986
31. Turns, S.R.: An introduction to combustion, Mc Graw-Hill International Editions, 1993
32. Burger, M., Schmehl, R., Schaefer, O., Koch, R., Wittig, S.: A multi-component droplet evaporation model for real aviation fuels at elevated pressures, ILASS-Europe-2002
33. Ochs, M., Gass, J., Reh, L.: Convective vaporization of freely moving fuel droplets in a hot air flow, ILASS-Europe 2001
34. Gartung, K., Arndt, St., Seibel, C.: Vaporization of multicomponent fuel droplets – numerical and experimental evaluation, ILASS-Europe 2002
35. Gogos, G., Sadhal, S.S., Ayyaswamy, P.S., Sundararajan, T.: Thin-flame theory for the combustion of a moving liquid drop: effects due to variable density, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 171, pp.121-144, 1986
36. Sanders, B.R., Dwyer, H.R.: Modeling unsteady droplet combustion processes, Proc. 2nd ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference, Honolulu, Vol. 1, pp. 3-10, 1987
37. Haywood, R. und Renksizbulut, M.: On variable property, blowing and transient effects in convective droplet evaporation with internal circulation, Proc. Eighth Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, Vol. 4, pp. 1861-1866, 1986
38. Renksizbulut, M. und Haywood, R.: Transient droplet evaporation with variable properties and internal circulation at intermediate Reynolds numbers, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 14, pp. 189-202, 1988
39. VDI-Wärmeatlas, 7. Auflage, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1994
40. Renksizbulut, M., Yuen, M.C.: Numerical study of droplet evaporation in high-temperature stream, *J. of Heat Transfer*, 1983, Vol. 105, pp. 389-397

41. Schlichting, H.: Grenzschicht-Theorie, Braun Verlag, 1958
42. Sadhal, S.S., Ayyaswamy, P.S.: Flow past a liquid drop with large non-uniform radial velocity, J. Fluid Mech., Vol. 133, pp. 65-81, 1983
43. Papageorgiou, D.T.: Hydrodynamics of surface tension dominated flows, CISM Course and Lectures, Vol. 428, pp. 41-48, International Centre for Mechanical Sciences, Springer Wien/New York, 2002
44. Tan, B.T., Thompson M.C., Hourigan, K.: Simulated flow around long rectangular plates under cross flow perturbations, Int. Journal of Fluid Dynamics, Vol. 2, Article 1, 1998
45. Kümmel, W.: Technische Strömungsmechanik – Theorie und Praxis, Teubner Verlag, pp. 297-299
46. Williams F.A.: Combustion Theory, Second Edition, Benjamin/Cummings Publishing Company Inc., pp. 495-500
47. Clift, R., Grace, J.R., Weber, M.E.: Bubbles, Drops and Particles, Academic Press, New York 1978
48. Plawsky, J.L.: Transport phenomena fundamentals, pp. 103-107, Marcel Dekker Inc., New York, 2001
49. Landau, L. D., Lifschitz, E. M.: Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band VI, Akademie Verlag, Berlin 1971
50. Tritton, D.J.: Physical fluid dynamics, Van Nostrand Reinhold Company Ltd., Wokingham, England, 1977
51. Landoldt-Börnstein - Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaft und Technik, Springer Verlag, 6. Auflage und Neue Serie
52. Broschüre: Polyethylen – Produkte und Eigenschaften, Basell Polyolefins GmbH, Kehl
53. Datenblatt zu Boeson-Trennwax flüssig ML, BIB - Ulmer Spatz, Bingen am Rhein
54. Sicherheitsdatenblatt Petroleum, Version 003, gemäß 91/155/EWG, Stand: 08.09.2000
55. Daten zu Petroleum: Firma Stuga-Cabana, Dortmund, siehe Anhang C2