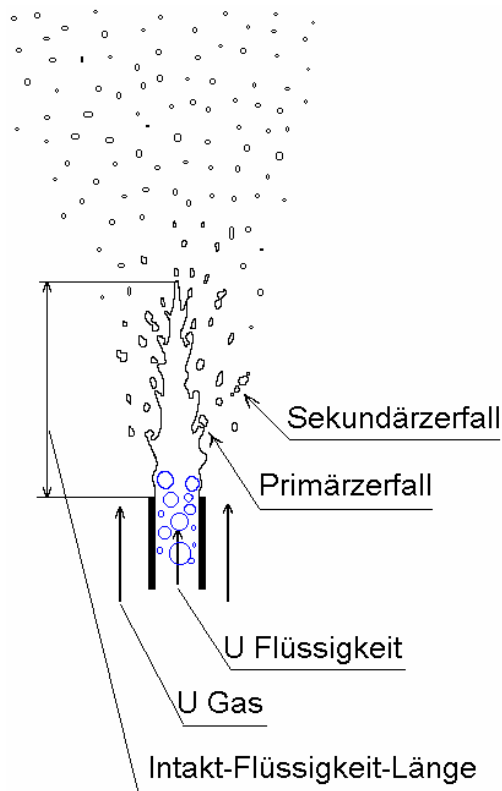


# Pulsierender Flüssigkeitszerfall

© Zoltán Faragó, 1996

Traditionelle Vorstellung zum Zerfall eines runden Flüssigkeitstrahles in einem coaxialen Gasstrom.



**Mayer, W.O.H.:** Zur coaxialen Flüssigkeitszerstäubung im Hinblick auf die Treibstoffaufbereitung in Raketentriebwerken, DLR-FB 93-09, Lampoldshausen, 1993



## Experiments in Fluids

Publisher: Springer-Verlag Heidelberg  
ISSN: 0723-4864 (Paper) 1432-1114 (Online)  
DOI: 10.1007/s00348-003-0675-0  
Issue: Volume 36, Number 4  
Date: April 2004 Pages: 528 - 539

### Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet

W. O. H. Mayer † and R. Branam

<http://www.springerlink.com/app/home/contribution.asp?wasp=9cxu7yfqtl3uvjabng86&referrer=parent&backto=issue,2,16;journal,10,94;linkingpublicationresults,1:100416,1>

**M. VARGA†, J. C. LASHERAS AND E. J. HOPFINGER:**

Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream

**J. Fluid Mech.** (2003), vol. 497, pp. 405–434. c \_ 2003

<http://journals.cambridge.org/bin/bladerunner?30REQEVENT=&REQAUTH=0&500001REQSUB=&REQSTR1=S0022112003006724>

## Hypothese des pulsierenden Flüssigkeitsstrahl-Zerfalles.

Im Gegensatz zu den oben angedeuteten statischen Modellen erfolgt der Flüssigkeitszerfall durch eine Reihe pulsierender Vorgänge. Der freie Flüssigkeitsstrahl befindet sich in einem instabilen Gleichgewichtszustand. Nach durchlaufen verschiedener Instabilitäten (Kelvin-Helmholz-, Plateau-Rayleigh- oder Taylor-Instabilität) wird der intakte Flüssigkeitsstrahl zum Spray. Eine der wichtigsten treibenden Kräfte ist dabei die Minimierung der Oberfläche (Plateau, 1849). Die durchlaufenen Instabilitäten führen zu oszillierenden Vorgängen bei der Zerstäubung. In diesem Essay werden Pulsierungen beim Zerfall des runden Strahles, des ebenen und des rotierenden Flüssigkeitsfilmes aufskizziert.

Beim Fiber-Zerfall des runden Flüssigkeitsstrahles mittels eines Koaxialzerstäubers können wenigstens drei pulsierend ablaufende Schritte beobachtet werden.

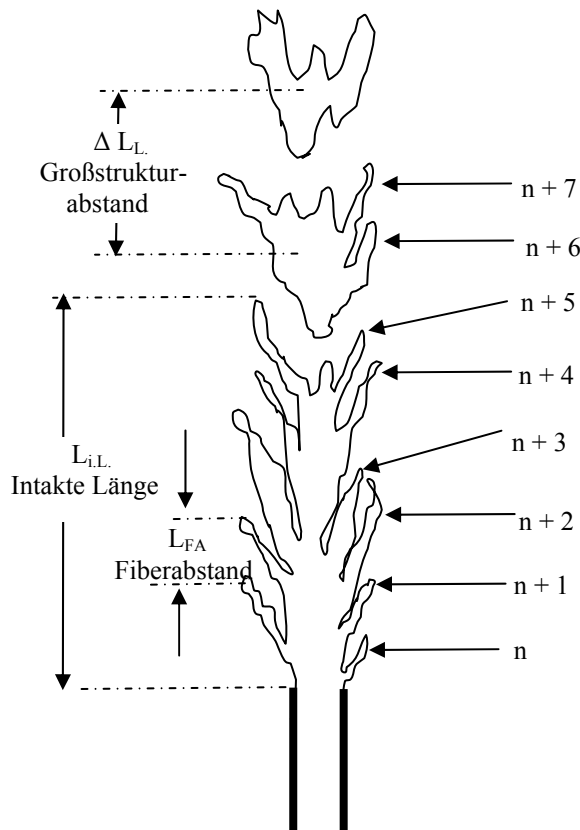
- 1 Der Zerfall der einzelnen Fiber nach dem von zuerst von Plateau (1849) beschriebenen Mechanismus, der in der Literatur meist als Rayleigh-Zerfall (1878) bezeichnet wird. Die charakteristische Zerfallszeit beträgt:  
 $\Delta t_1 = (4,5 \cdot D_{\text{Fiber}}) / \Delta u$  mit  
 $D_{\text{Fiber}}$  : Fiber-Durchmesser und  
 $\Delta u_1$  : Längen-Wachstumsgeschwindigkeit der Fiber  
Zerfallsfrequenz =  $1 / \Delta t_1$
- 2 Bildung der einzelnen Fiber. Die charakteristische Fiberbildungszeit beträgt:  
 $\Delta t_2 = (L_{\text{FA}}) / \Delta u_2$  mit  
 $L_{\text{FA}}$  : Fiberabstand  
 $\Delta u_2$  : Oberflächengeschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahles  
Fiberbildungsfrequenz =  $1 / \Delta t_2$
- 3 Bildung von großen Flüssigkeitsstrukturen. Die charakteristische Bildungszeit beträgt:  
 $\Delta t_3 = (L_{i.L.,\text{max}} - L_{i.L.,\text{min}}) / \Delta u_3$  oder  $\Delta L_L / \Delta u_4$  mit  
 $L_{i.L.,\text{max}}$  : maximale intakte Flüssigkeitslänge  
 $L_{i.L.,\text{min}}$  : minimale intakte Flüssigkeitslänge  
 $\Delta L_L$  : Großstrukturabstand  
 $\Delta u_3$  : Kolbengeschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahles  
 $\Delta u_4$  : Großstrukturgeschwindigkeit  
Frequenz der Großstrukturbildung =  $1 / \Delta t_3$

Die dritte Pulsierungsart ist die wichtigste beim Zerfall eines koaxialen Flüssigkeitsstrahles. Wesentlichen Merkmale dieser Pulsierung sind die Schwankung der intakten Länge

$L_{i.L.,\text{max}} > L_{i.L.} > L_{i.L.,\text{min}}$   
und die Schwankung des spezifischen Massenstromes an der Sprayachse

$$\dot{V}_{\text{max}} > \dot{V} > \dot{V}_{\text{min}}$$

Die Pulsierungsfrequenz kann bei Verbrennungsvorgängen zu Verbrennungsinstabilitäten führen, insbesondere, wenn die Pulsierungsfrequenz mit einer der akustischen Eigenfrequenzen des Verbrennungsraumes übereinstimmt.



Fiberzerfall und Super-Pulsierender Zerfall:

**Faragó, Zoltán und Chigier, Norman:** Parametric Experiments on Coaxial Airblast Jet Atomization, ASME Gas Turbine and Aeroengine Congress, ASME 90-GT-81, Brussels, Belgium, 1990

**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream, *Atomisation and Sprays*, Vol. 2, pp. 137-157, 1992

Frequenz der Großstrukturpulsierung = (Großstrukturabstand / Großstrukturgeschwindigkeit)

Für laminare Flüssigkeitsströmung bei geringer Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Flüssigkeit und Gas beträgt die Frequenz der Großstrukturpulsierung:

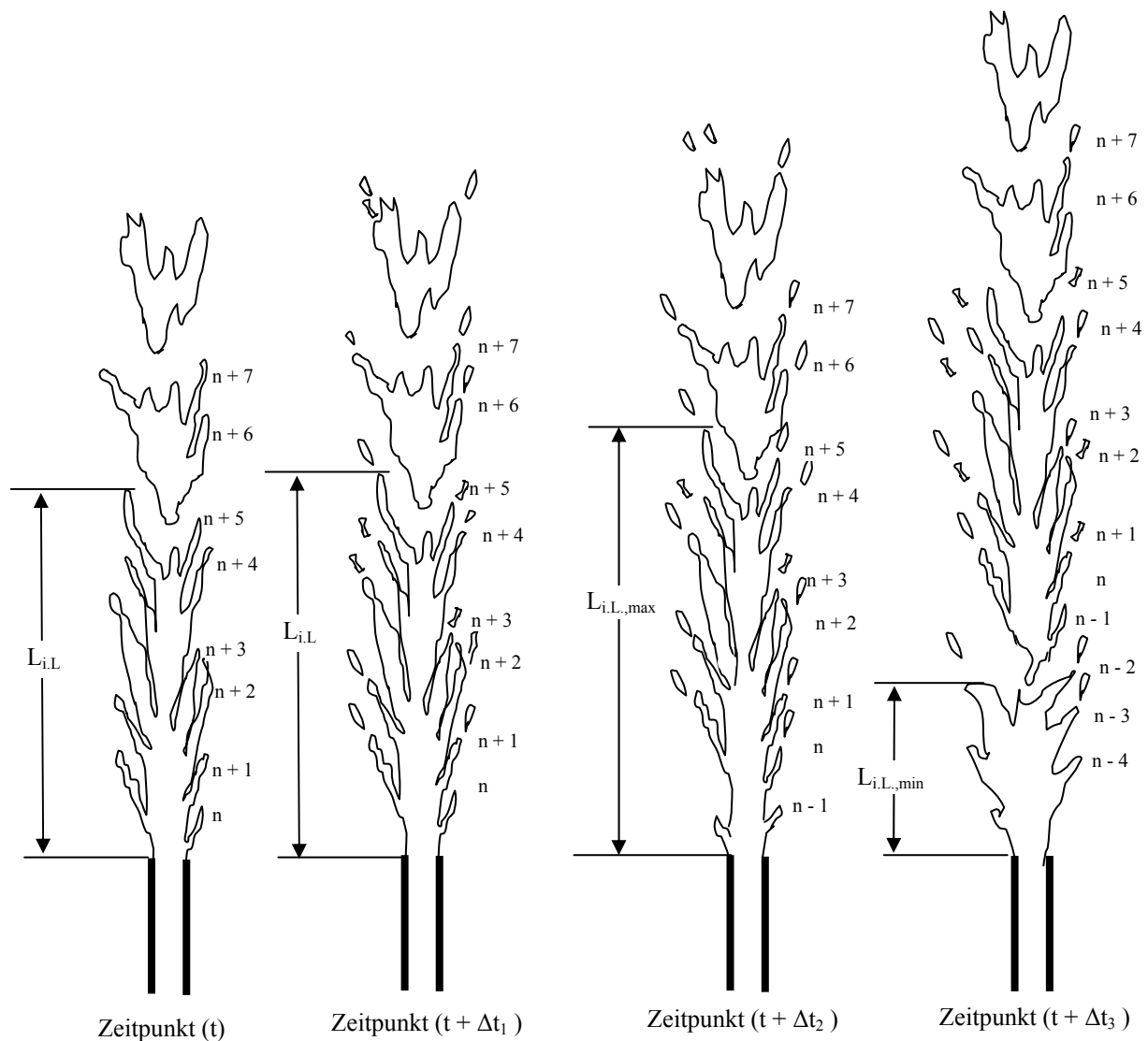
$$f = \frac{\bar{u}}{4,5 \cdot D_0} \text{ mit}$$

$\bar{u}$  als Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit und  $D_0$  als Durchmesser des Flüssigkeitsstrahles.

Für turbulente Flüssigkeitsströmung bei geringer Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Flüssigkeit und Gas beträgt die Pulsierfrequenz:

$$f \approx (Re/2300)^{1/3} \cdot \frac{\bar{u}}{4,5 \cdot D_0}$$

Die Pulsierfrequenz erhöht sich mit zunehmender Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Flüssigkeit- und Gasstrom.



Authors: [Eroglu, Hasan](#); [Chigier, Norman](#); [Faragó, Zoltán](#):

### Coaxial atomizer liquid intact lengths

Affiliation: AA (Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA),  
 AB (Carnegie-Mellon University, Pittsburgh, PA),  
 AC (DLR, Institut für Chemische Antriebe und Verfahrenstechnik,  
 Hardthausen am Kocher, Federal Republic of Germany)

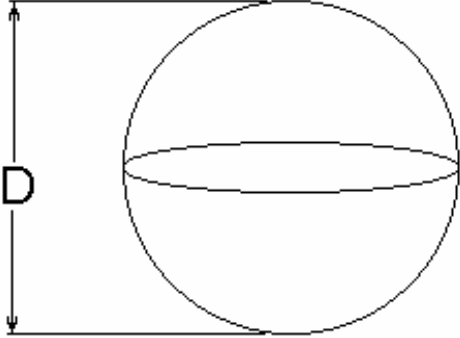
Journal: ***Physics of Fluids A***  
 (ISSN 0899-8213), vol. 3, Feb. 1991, p. 303-308.  
 Research supported by NASA.

**P. MARMOTTANT AND E. VILLERMAUX : On spray formation ;**

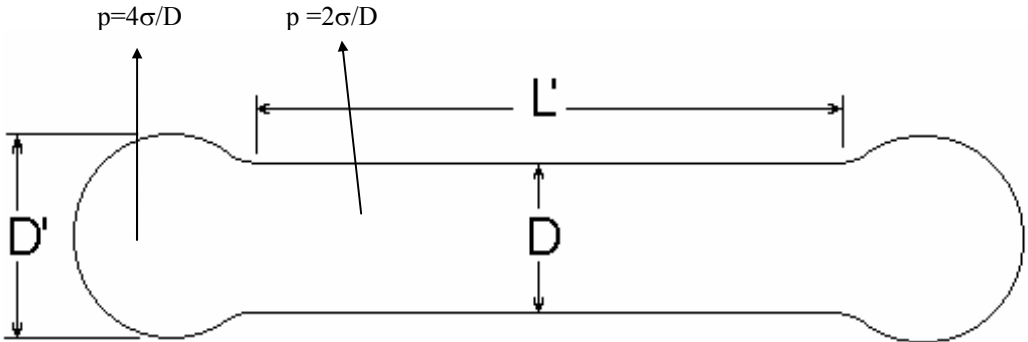
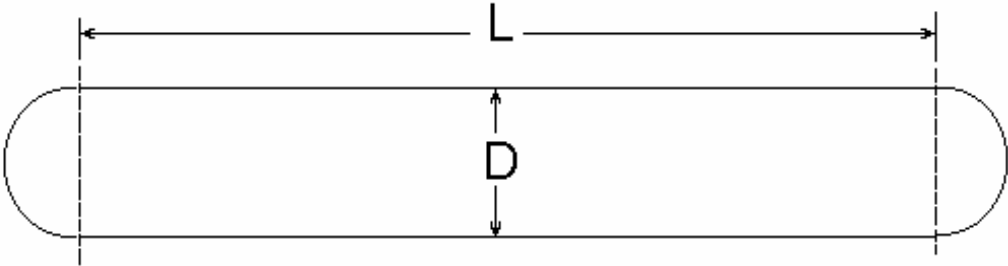
***J. Fluid Mech.*** (2004), vol. 498, pp. 73–111

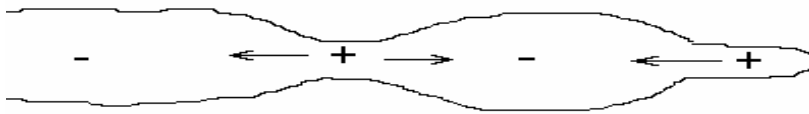
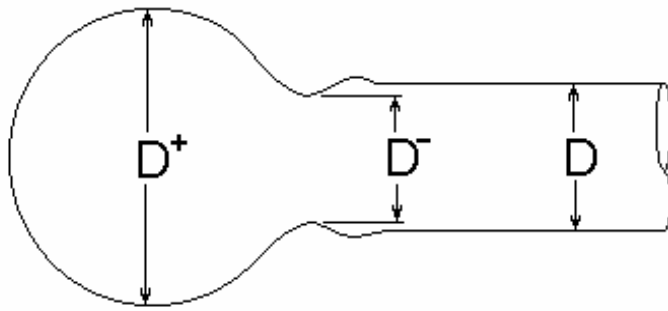
<http://journals.cambridge.org/bin/bladerunner?30REQEVENT=&REQAUTH=0&500001REQSUB=&REQSTR1=S0022112003006529>

Der Flüssigkeitsdruck in einem zylindrischen Strahl, verursacht durch die Oberflächenspannung  $\sigma$ :

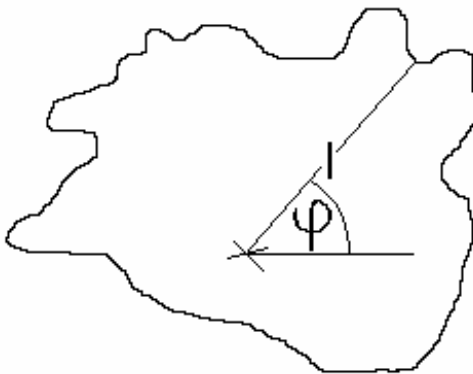


Der Flüssigkeitsdruck in einem sphärischen Tropfen, verursacht durch die Oberflächenspannung  $\sigma$ :  
 Kraft:  $F = D\pi\sigma$ , Fläche:  $A = D^2 \pi/4$ , Druck:  $p = F/A = D\pi\sigma / (D^2 \pi/4) = 4\sigma/D$





Deformation durch Druckdifferenzen im Flüssigkeitsstrahl beim Plateau-Rayleigh-Zerfall



$$p = \frac{2\sigma}{D}; \text{ Flüssigkeitsdruck im zylindrischen Strahl}$$

$$L = \frac{1}{2\pi \int_0^{2\pi} \frac{1}{l(\varphi)} \partial\varphi}; \text{ L = integraler Oberflächenabstand, } l(\varphi) = \text{Oberflächenabstand}$$

$$p = \frac{\sigma}{\pi \int_0^{2\pi} \frac{1}{l(\varphi)} \partial\varphi}; \text{ Flüssigkeitsdruck in einem amorphen Strahl}$$

Berechnung des Wandabstandes nach dem Buleev'schen turbulenten Austauschmodell:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{1}{l(\varphi)} \partial\varphi;$$

L = mittlerer Wandabstand;

$l(\varphi)$  = Wandabstand

**Buleev, N., Timukhina, M.:** Simplified Formulas for the Turbulent Exchange Coefficients in Fluid Flow; High Temperature, Vol. 7, (1969), pp. 96 ff.

**Buleev, N., Polosukhina, K., Pyshin, V.:** Hydraulic Resistance and Heat Transfer in a Turbulent Liquid Stram; High Temperature, Vol. 2 (1964), pp. 673 ff.

$$P = \frac{8\sigma}{D}; \text{ Flüssigkeitsdruck im sphärischen Tropfen}$$

$$L = \sqrt[3]{\frac{1}{8\pi^3 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{l(\varphi)l(\phi)l(\varepsilon)} \partial\varphi\partial\phi\partial\varepsilon}}$$

$$\frac{1}{L^3} = 8\pi^3 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{l(\varphi)l(\phi)l(\varepsilon)} \partial\varphi\partial\phi\partial\varepsilon$$

$$p = \frac{8\sigma}{\sqrt[3]{\frac{1}{8\pi^3 \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1}{l(\varphi)l(\phi)l(\varepsilon)} \partial\varphi\partial\phi\partial\varepsilon}}}$$

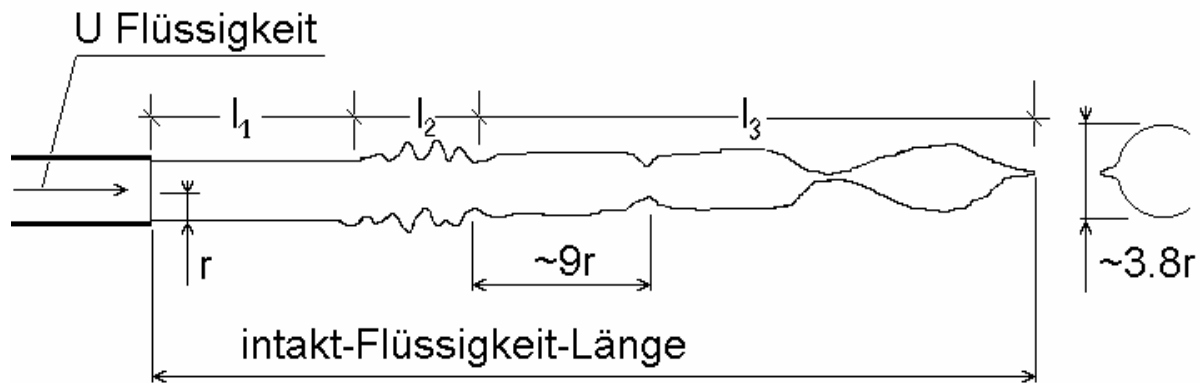
L = integraler Oberflächenabstand;

$\varphi, \phi, \varepsilon$  = Winkel in der XY-, XZ-, ZY - Ebene

$l(\varphi), l(\phi), l(\varepsilon)$  = Oberflächenabstand

# Zerfallsmodi

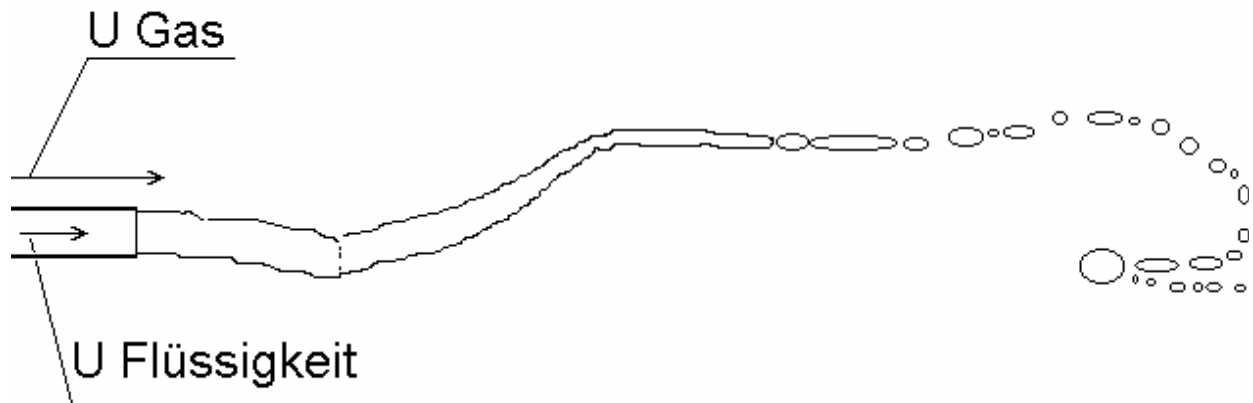
(achsialsymmetrischer) **Plateau-(Rayleigh)-Zerfall**



**J. Plateau**, Statique Experimentale et Theorie des Liquides Soumis aux Seules Forces Moleculaires (Gaitier-Villars, Paris, 1873); Acad. Sci. Bruxelles M. 23, 5 (1849).

**Lord Rayleigh**: On the Instability of Jets, Proc. London Math. Soc., Bd. 10, pp 4-10, 1878

unsymmetrischer **Plateau-(Rayleigh)-Zerfall** nach Faragó und Chigier

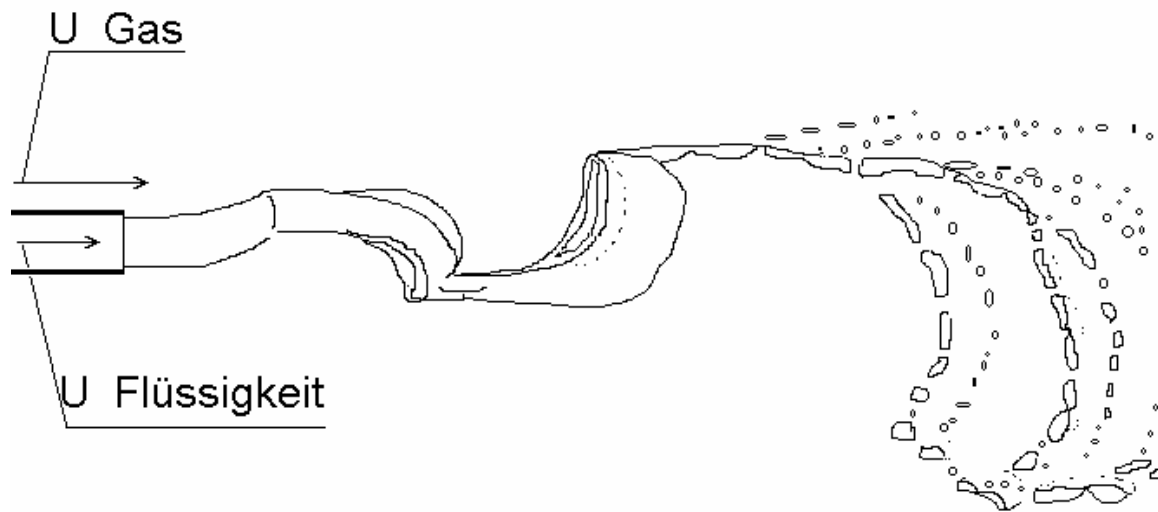


**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Parametric Experiments on Coaxial Airblast Jet Atomization, ASME Gas Turbine and Aeroengine Congress, ASME 90-GT-81, Brussels, Belgium, 1990

**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream, *Atomisation and Sprays*, Vol. 2, pp. 137-157, 1992



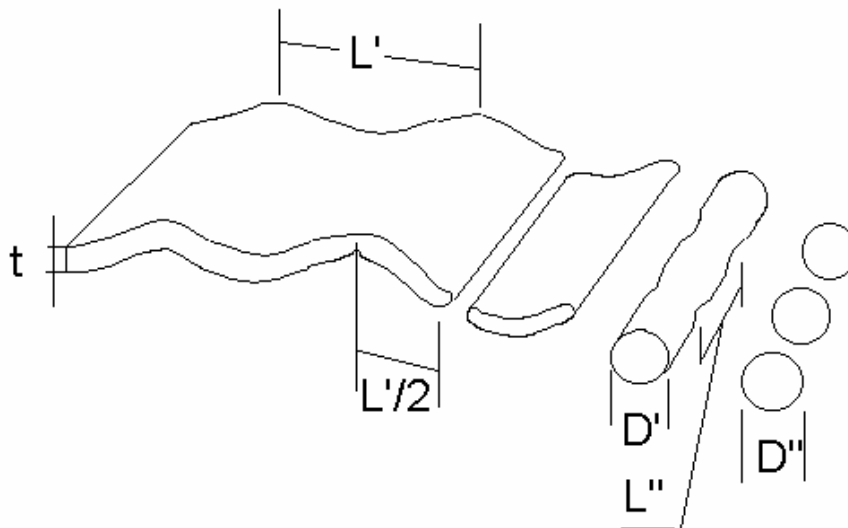
## Membran-Zerfall eines runden Wasserstrahles nach Faragó und Chigier



**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Parametric Experiments on Coaxial Airblast Jet Atomization, ASME Gas Turbine and Aeroengine Congress, ASME 90-GT-81, Brussels, Belgium, 1990

**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream, *Atomisation and Sprays*, Vol. 2, pp. 137-157, 1992

## Film-Zerfall nach Fraser et al.



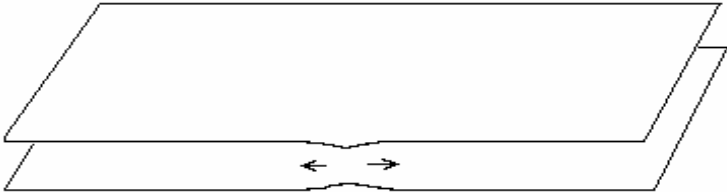
$$D'' \sim 1.89D'$$

**Fraser, R.P., Eisenklam, P., Dombrowski, N. und Hasson, D.:** Drop Formation from Rapidly Moving Sheets, *AIChE J.*, Vol. 8, No 5, 1962, pp. 672-680

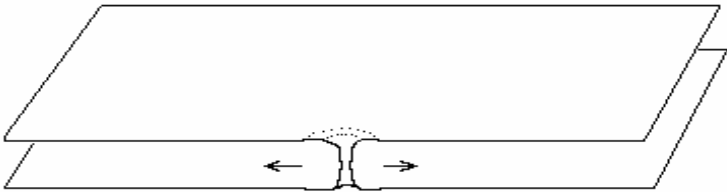
**Dombrowski, N., and Johns, W.R.:** The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheets, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 18, 1963, pp. 203-214

Film-Zerfall durch druckinduzierte Rißbildung  
(Bild 1-3) und durch Wulstbildung am Filmrand (Bild 4-5)

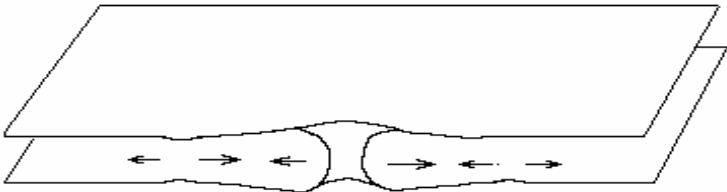
1



2



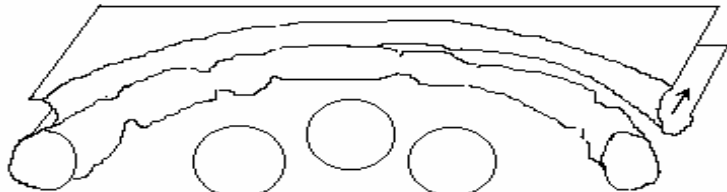
3



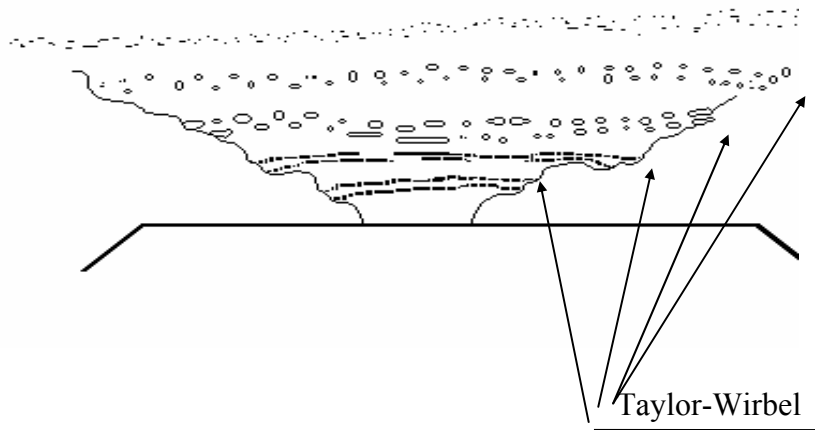
4



5

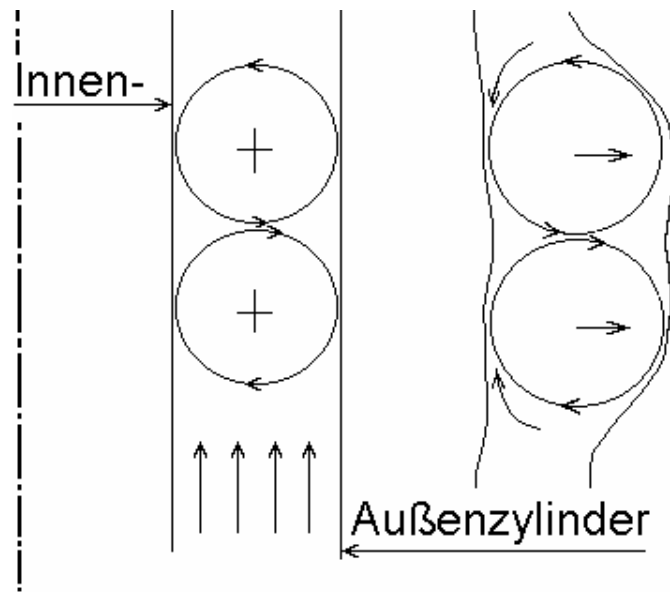


## Zerfall des rotierenden Filmkegels einer Druckdralldüse durch Taylor-Wirbel



**Faragó, Z. und Bendix, D.:** Investigation on evaporating sprays; Partec'95, 11<sup>th</sup> ILASS-Europe Conference on Atomization and Sprays, Nürnberg, 1995

**Bendix D.:** Untersuchung und Bewertung von Dralldüsen für Heizölbrenner kleiner Leistung, Diplomarbeit, Martin-Luther-Universität, Halle-Wittenberg, 1994



Links: **Taylor, G.I.:** Stability of viscous liquid contained between two rotating cylinders; Phil. Trans. Roy. Soc. A 223, 1923, 289

Rechts: **Faragó, Z.:** Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung in Brennern, Wehrtechnisches Symposium: Kraftstoffe; Bundesakademie für Wehrverwaltung und Wehrtechnik, Mannheim, 1985

## Bedingung zur Entstehung des Taylor-Wirbels

$$\frac{u_\theta \cdot h}{\nu} \geq 41 \cdot \sqrt{\frac{r_m}{h}}$$

$u_\theta$  = azimuthale Geschwindigkeit des inneren Zylinders

$h$  = Spaltweite zwischen Außen - und Innenzylinder

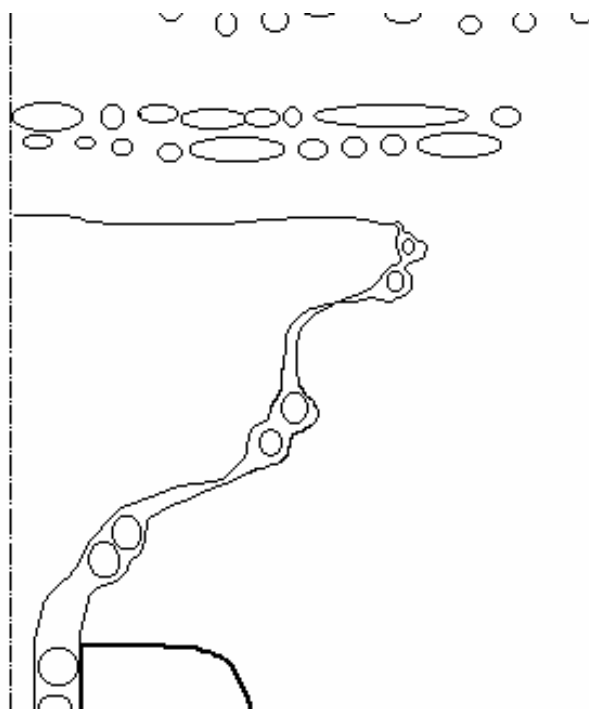
$\nu$  = kinematische Viskosität

$$r_m = \frac{r_a + r_i}{2}$$

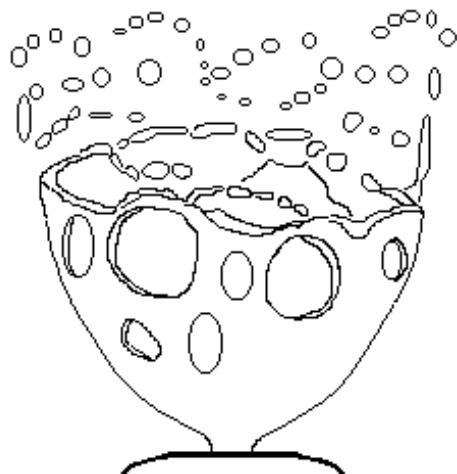
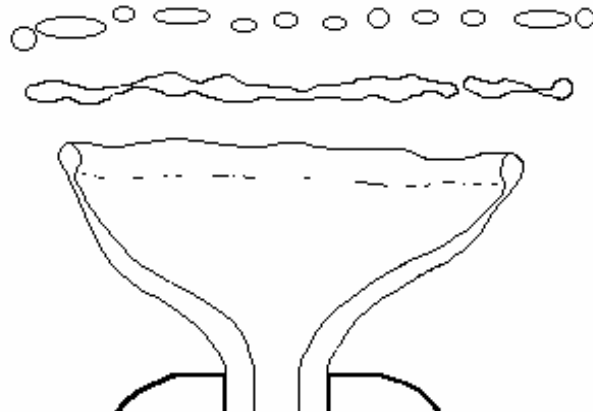
$r_a$  = Radius des Außenzylinders

$r_i$  = Radius des Innenzylinders

## Prinzipiskizze des Zerfalls des rotierenden Filmkegels durch Taylor-Wirbel



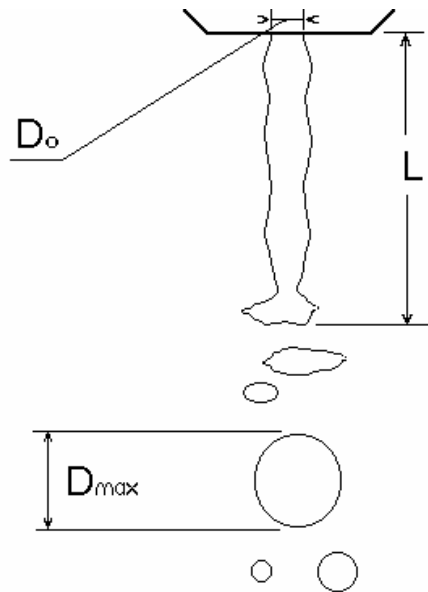
Zerfall des rotierenden Filmkegels einer Druckdralldüse durch Wulstbildung am Kegel-Ende



**Bayvel, L., Orzechowski, Z.:** *Liquid Atomization*, Taylor and Francis, 1993

## Pulsierung beim Zerstäuben mittels Druckdralldüse

- $D_0$  : Durchmesser der Düsenaustrittsbohrung  
 $D_{max}$  : Durchmesser des größten Tropfens im Spray  
 $L$  : Länge des intakten Flüssigkeitsfilmes  
 $\dot{V}_{krit}$  : Niedrigster Düsenmassenstrom, bei dem sich ein Luftkern in der Dralldüse bildet



$$D_{max} / D_0 \approx 2 - 4;$$

$$L / D_0 \approx 5 - 10$$

$$\dot{V}_{krit} \approx 0.7$$



$$D_{max} / D_0 \approx 2 - 3;$$

$$L / D_0 \approx 8 - 12$$

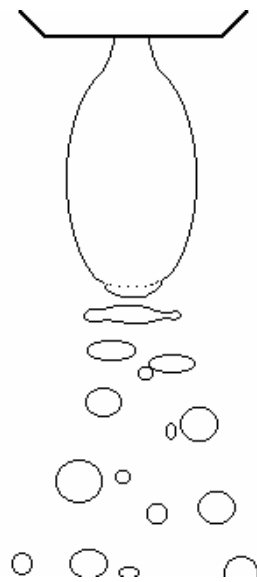
$$\dot{V}_{krit} \approx 0.9 - 1$$



$$D_{\max} / D_0 \approx 1.5 - 3;$$

$$L / D_0 \approx 8 - 12$$

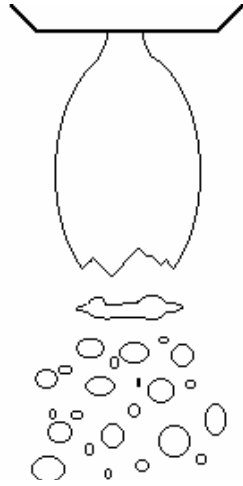
$$\dot{V}_{krit} \approx 1 - 1.1$$



$$D_{\max} / D_0 \approx 1.5 - 3;$$

$$L / D_0 \approx 10 - 15$$

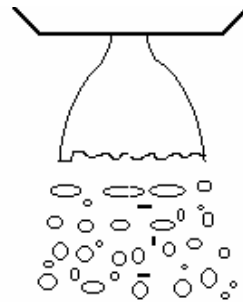
$$\dot{V}_{krit} \approx 1.5$$



$$D_{\max} / D_0 \approx 1 - 2;$$

$$L / D_0 \approx 12 - 20$$

$$\dot{V}_{krit} \approx 1.7$$



$$D_{\max} / D_0 \approx 0.6 - 1.5;$$

$$L / D_0 \approx 6 - 12$$

$$\dot{V}_{krit} \approx 2$$



$$D_{\max} / D_0 \approx 0.3 - 1;$$

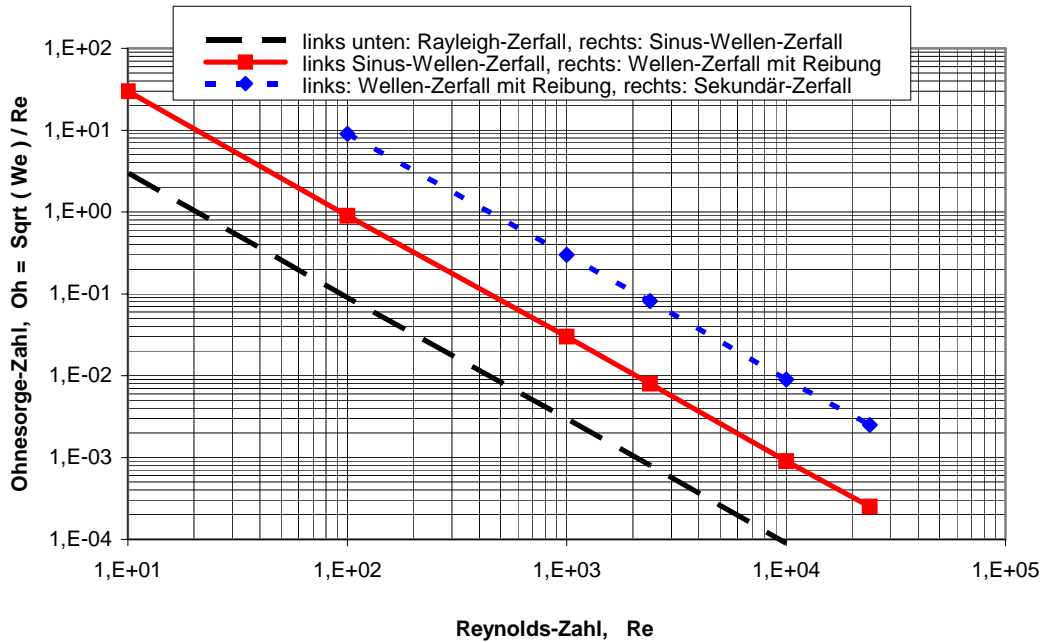
$$L / D_0 \approx 2 - 8$$

$$\dot{V}_{krit} > 2.5$$



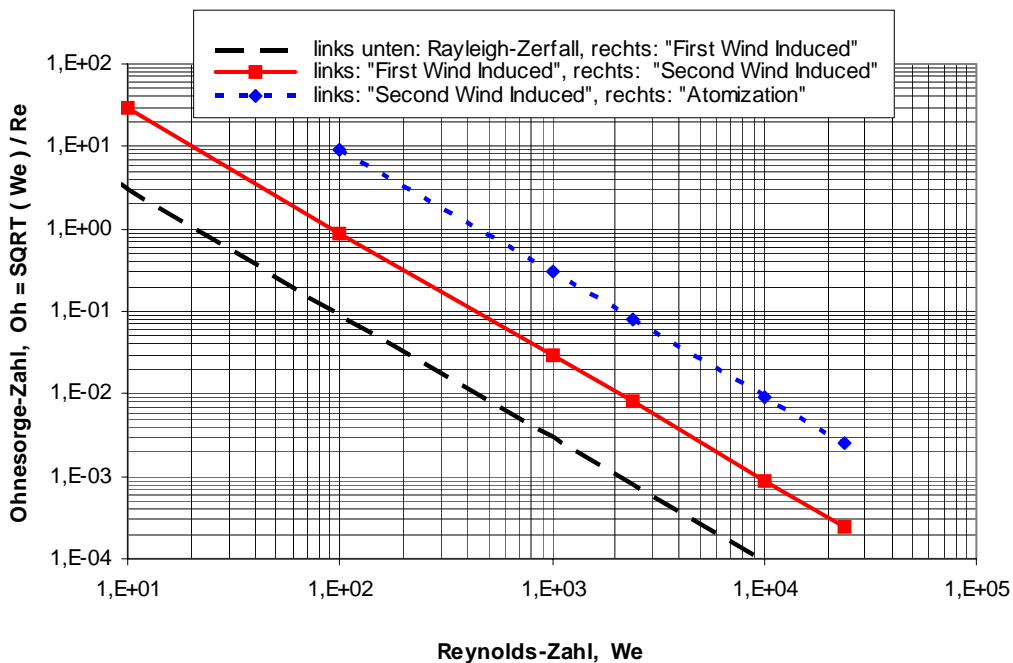
# Klassifizierungen

## Phänomenologie des Strahlenzerfalles nach Ohnesorge (1936) und Miesse (1955)



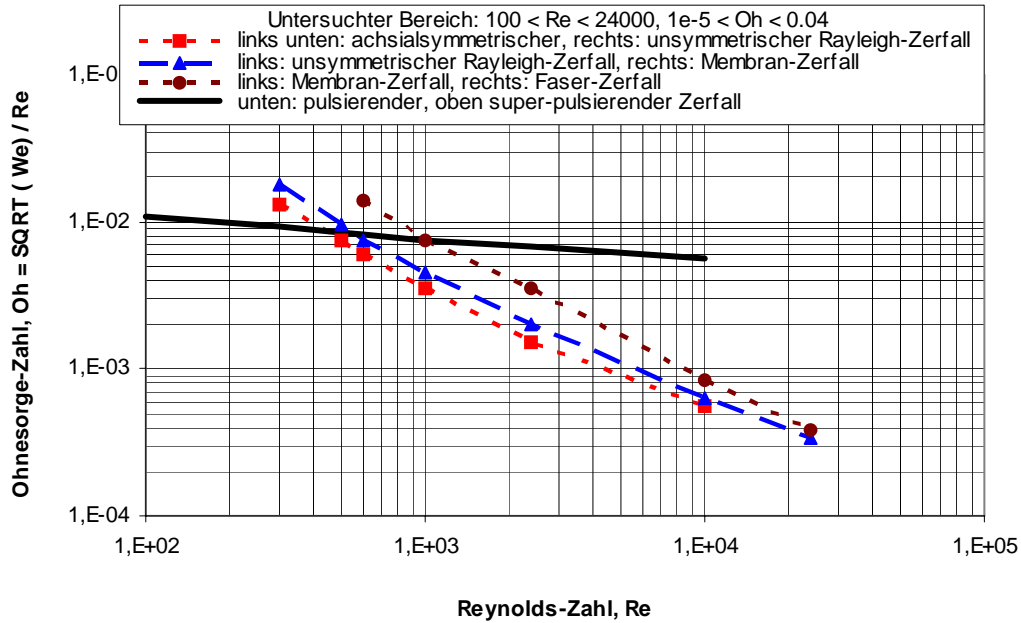
**Ohnesorge, W.:** Die Bildung von Tropfen aus Düsen beim Zerfall flüssiger Strahlen ( Formation of Drops by Nozzles and the Disruption of the Breakup of Liquid Jets), Z. Angew. Math. Mech., Vol 16, 1936, pp. 355-358  
**Miesse, C.C.:** Correlation of Experimental Data on the Disintegration of Liquid Jets, Ind. Eng. Chem., Vol. 49, No. 9, 1955

## Phänomenologie des Strahlenzerfalles nach Reitz, 1978



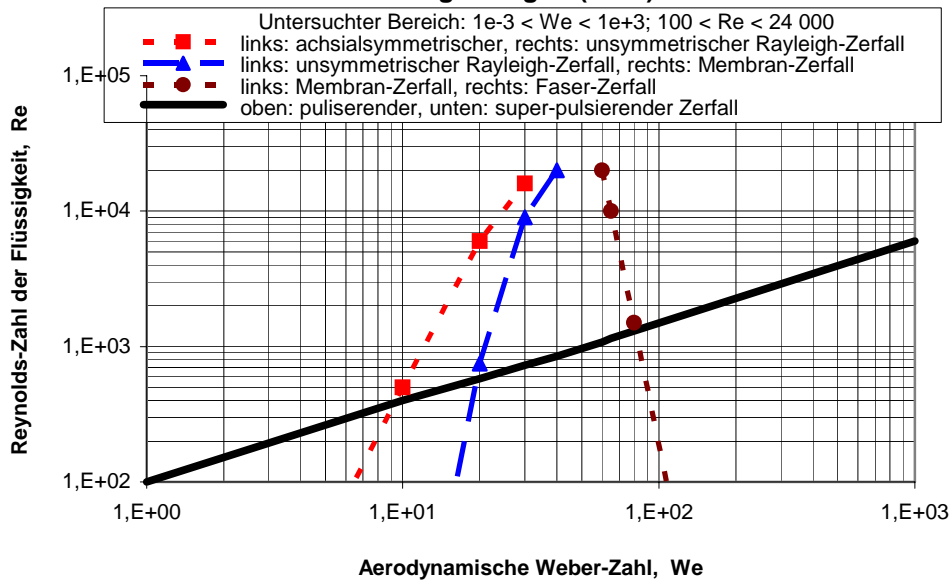
**Reitz, R. D.:** Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet, Ph.D. thesis, Princeton University, 1978

### Zerfall eines runden Wasserstrahles nach Faragó-Chigier (1992)



**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream; Die Darstellung in *Atomisation and Sprays*, Vol. 2, pp. 137-157, 1992, zeigt die Zerfallsmodi in dem Reynolds-Weber-Diagramm

### Morphologische Klassifizierung des Strahlenzerfalles nach Faragó-Chigier (1992)



**Faragó, Z. und Chigier, N.:** Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream, *Atomisation and Sprays*, Vol. 2, pp. 137-157, 1992

## Zeit und Längenskalen:

$$\rho \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$$

$$v \left[ \frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$$

$$\eta = \rho v \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}} \right]$$

$$\sigma \left[ \frac{\text{kg}}{\text{s}^2} \right]$$

$$L = \frac{v^2 \rho}{\sigma} \text{ [m]}$$

$$T = \frac{\rho^2 v^3}{\sigma^2} \text{ [s]}$$

$\rho$  H<sub>2</sub>O 20°C = 998, H<sub>2</sub>O 100 °C = 958 Heizöl 50°C 830  $v$  H<sub>2</sub>O 20°C = 1e-6, H<sub>2</sub>O 100 °C = 0.29e-6, Heizöl 50°C = 3 - 6 e-6

$\sigma$  H<sub>2</sub>O 20°C = 72e-3, H<sub>2</sub>O 100°C = 58e-3, Heizöl 50°C = 30e-3

Wasser	20°C	L=1.39e-8 m	T=1.90e-10 s
	100°C	L=1.49e-9 m	T=7.37e-12 s
Heizöl	50°C	L=2.49e-7 m	T=2.07e- 8 s

### Ideal Jet Deformation without breakup and surface minimization:

