

Zerfall eines dünnen Wasserfreistrahls

Disintegration of a thin water jet

Franz Peters, Gerrit Lehnard

Ruhr-Universität Bochum, Institut für Thermo- u. Fluidodynamik, Universitätsstraße 150, 44801 Bochum

Wasser Strahl, Zerfall

water jet, disintegration

1. Einleitung

In Luft austretende, glatte Wasserfreistrahlen werden instabil und zerfallen. Seit Rayleigh und Weber [1] werden Ursachen und Verlauf der Instabilität untersucht. Unter den Größen mit Einflusspotential befinden sich Düsengeometrie, Dichte, Viskosität, Grenzflächenspannung, Geschwindigkeit, Umgebung u.a. Experimentelle Untersuchungen widmen sich in erster Linie der Frage auf welcher Länge der Strahl glatt und kompakt bleibt und wie bzw. wo er zerfällt. Daran schließen sich zwei schwierige Fragen an. Erstens die Frage nach der Art der Instabilität und zweitens die Frage woher die Instabilität kommt. Es ist ja denkbar, dass ein störungsfreies Experiment einen extrem langen glatten Strahl erzeugt. Ähnlich wie eine störungsfreie Rohrströmung die kritische Reynoldszahl weit überschreitet. Dieses Konzept folgt der Idee, dass die Instabilitäten Eigenbewegungen des Strahls sind, die angeregt und mit Energie versorgt werden wollen wie eine schwingende Seite.

Bei der großen Zahl der Einflussgrößen muss der Experimentator ein möglichst reduziertes System anstreben um Einflüsse isolieren zu können.

Wir nutzen als Düse eine dünne Glaskapillare mit 0.343 mm Innendurchmesser bei einer Länge von 72.2 mm. Hierdurch werden komplizierte Geometrieinflüsse einer realen Düse ausgeschlossen. Die Kapillare erzeugt am Austritt ein laminares Profil. Der Strahl tritt mit verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten in eine Kammer ein. Der Luftdruck in der Kammer kann stark abgesenkt werden, wodurch der Umgebungseinfluss reduziert wird. Das Wasser (VE) wird durch Abkochen gasfrei gemacht um das Auslösen von Blasen in der Kapillare bzw. im Strahl zu unterbinden. Der Strahl wird mit einem PIV System scharf abgebildet. Gemessen wird die Länge, bei der der Strahl beginnt zu zerfallen. Dabei werden variiert: die Geschwindigkeit, der Umgebungsdruck und die Temperatur. Beobachtet wird die Art der Störung sowie die Strahleinschnürung.

2. Experimentelles

Aufbau

Abb.1 skizziert den Versuchsaufbau zur Erzeugung der Freistrahlen. Die aus rostfreiem Stahl bestehende Kammer hat einen Durchmesser von 300 mm. Sie wird auf etwa 30°C temperiert.

Mittig besitzt sie beidseitig Fenster, die ein Sichtfeld von 100 mm freigeben. Die Kammer hat verschiedene Zugänge, von denen die zwei wichtigsten gezeigt sind. Ein Vakuumananschluss führt zu einem großen Plenum von 100 Liter, das von einer Pumpe evakuiert wird. Von oben ragt ein Mantelrohr mit Innendurchmesser von 8 mm in die Kammer hinein. Am unteren Ende geht das Mantelrohr in eine Glaskapillare über, die 72.2 mm lang ist und einen Innendurchmesser von 0.343 mm aufweist. Im Mantelrohr steht ein 6mm Pt100 Stab, der am unteren Ende eine Silikonkappe trägt. Die Kappe verschließt die Kapillare durch das Eigengewicht des Pt 100. In das Mantelrohr wird kurz vor dem Versuch de-ionisiertes Wasser eingefüllt. Das Wasser wird vorher durch Sieden entgast.

Die Kapillare wird im Vorlauf in einem getrennten Aufbau bei Raumtemperatur kalibriert. Die Kalibrationskurve bietet den Volumenstrom bzw. die mittlere Geschwindigkeit aufgetragen gegen die Druckdifferenz über der Kapillare. Bei abweichenden Temperaturen wird der Volumenstrom bzw. die Geschwindigkeit über die Reynoldszahlähnlichkeit berechnet.

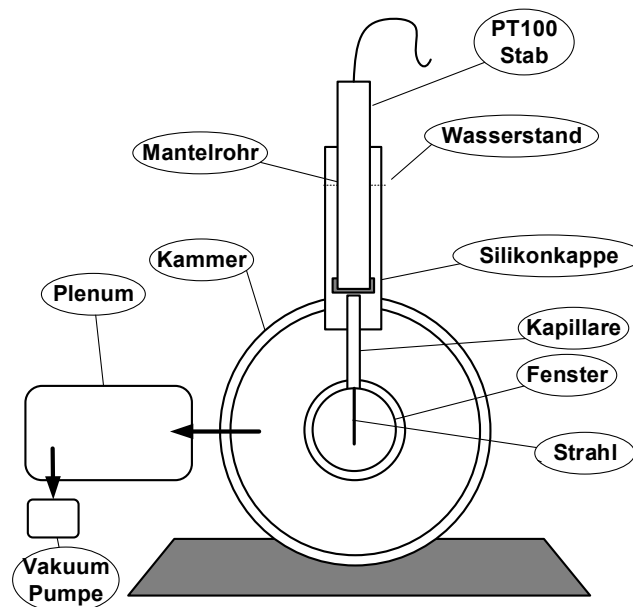


Abb.1: Versuchsaufbau

Der Strahl wird vom Ende der Kapillare abwärts photographisch aufgenommen. Dazu dient eine PIV-Anlage. Sie besteht auf der Aufnahmeseite aus einer CCD Kamera (Imager Pro X4M mit einem Zeiss Macro Planar T 2,8/100). Die Beleuchtung erfolgt durch eine Illuminationsoptik (Diffusor) in Kombination mit einem Nd:YAG-Laser (Solo III, New Wave). Kamera und Diffusor stehen sich genau gegenüber. Die Fenster der Kammer befinden sich auf der optischen Achse zwischen diesen beiden Einheiten. Die Kamera wird mittels einer Traversierung auf den Strahl scharf gestellt. Die Synchronisation des Lasers mit der Kamera erlaubt kurzzeitige Einzelbilder als auch Doppelbilder in zeitlichem Abstand.

Durchführung

Plenum und Kammer werden zusammen evakuiert, maximal bis etwa 200 Pa. Das entgaste Wasser wird mit einer Spritze in das Mantelrohr gefüllt. Durch die Aufheizung des Mantelrohrs und des Pt 100 Stabs kühlt das Wasser ab. Es werden Temperaturen von 23, 42 und 60 °C eingestellt. Der Strahl wird für etwa zwei Sekunden durch kurzzeitiges Anheben des Stabes erzeugt. Die PIV-Aufnahme wird in dieser Periode getriggert. Die Kammer wird belüftet und auf einen neuen Druck eingestellt.

3. Ergebnisse

In Abb.2 zeigen wir drei beispielhafte Strahlbilder bei der Geschwindigkeit 2.5 m/s. Die Kombination der treibenden Druckdifferenz mit der Viskosität des Wassers (als Funktion der Temperatur) macht die Anpassung an eine Geschwindigkeit möglich. Abb.3 zeigt drei Strahlbilder bei 4.5 m/s. Aus Aufnahmen dieser Art wird die Länge L entnommen, bei der der Strahl zerfällt. L wird über der Geschwindigkeit aufgetragen wie in Abb.4 geschehen.

Bei 2.5 m/s sieht man sehr lange glatte Strahlen, die eine Wellenform mit ansteigender Amplitude entwickeln. Die Amplituden liegen symmetrisch zur Strahlachse. Sie schaukeln sich auf wodurch die Einschnürungen zur Trennung des Strahls führen. Dies ist die klassische Zerlegung nach Rayleigh [2]. Der Tropfendurchmesser entspricht dabei dem 1.89-fachen des Kapillardurchmessers, bzw. dem Inhalt eines Wellenbauches. Man sieht, dass sowohl die Viskosität als auch der Gegendruck (bzw. die zugehörige Dichte) die Zerfallslänge nicht entscheidend beeinflussen. Dies wird bei 4.5 m/s in Abb.3 bestätigt. Allerdings sind die Zerfallslängen deutlich reduziert und das Wellenmuster hat sich verändert. Man beobachtet jetzt transversale Wellen, die nicht unbedingt eine Querschnittsänderung aufweisen. Die zweidimensionale Aufnahme schließt eine Rotationskomponente des Strahls nicht aus. Mit dem rechten Strahl überschreitet man die kritische Reynoldszahl. Der Strahl tritt bereits turbulent aus der Kapillare aus. Er zeigt deutliche Störungen von Beginn an.

In Abb.4 sind beispielhaft Längen L über U zusammengetragen. Die Streuung der Daten ist fraglos groß, eine Zusammengehörigkeit der Kurven steht aber außer Frage. Bei allen Experimenten wurde dieser Kurvenverlauf bestätigt. Man sieht also, dass die Zerfallslänge trotz Variation von Viskosität (Temperatur) und Gegendruck (Dichte) nur von der Geschwindigkeit abhängt. Die hohen Geschwindigkeiten bis über 6 m/s wurden durch sehr niedrige Gegendrücke möglich. Charakteristisch ist der lineare Anstieg bis etwa 3.5 m/s und der folgende starke Abfall. Der lineare Anstieg wurde vielfach gefunden (s. [1], [2], [3]) und durch Wellenmodelle erklärt. Das Maximum und der erneute Abfall bereiten aber bis heute Schwierigkeiten. Weber [1] versuchte bereits die Wellentheorie durch den Umgebungseinfluss zu erweitern („wind-induced“) um das Maximum zu erklären. Wir finden einen solchen Einfluss nicht. Auch konnten wir die oft geäußerte Vermutung, das Maximum falle mit einer kritischen Reynoldszahl zusammen nicht bestätigen. Immerhin konnten wir beobachten, dass die beiden auftretenden Wellenmuster links bzw. rechts des Maximums zu finden sind. D.h. unterhalb einer kritischen Geschwindigkeit wird das symmetrische Muster angeregt und oberhalb das transversale Muster. Einsetzende Turbulenz als Anregungsmechanismus ist oberhalb des Maximums zu finden. Andere Mechanismen sind denkbar.

Eine neue Beobachtung könnte in diesem Zusammenhang eine Rolle spielen. Dazu betrachtet man die Energiegleichung für den Strahl als Stromröhre von der Mündung bis zu einer Stelle h geschrieben in massespezifischer kinetischer Energie

$$\frac{4}{3} \frac{1}{2} U_0^2 = \beta \frac{1}{2} U^2 - g h$$

An der Mündung ist die kinetische Energie um 4/3 größer als die des zugehörigen Blockprofils. An der Stelle h sei dieser Faktor β . Wenn das Profil bei h eine Block angenommen hätte wäre $\beta=1$. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung fordert die Gleichung die Strahleinschnürung als Radienverhältnis

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = \frac{\sqrt{\beta}}{\sqrt{\frac{4}{3} + \frac{2g h}{U_0^2}}}$$

Im Rahmen der Experimente wird der Schwerkraftterm sehr klein gegen $4/3$. Da die Wandschubspannung am Austritt der Kapillare verschwindet muss sich das parabolische Profil entspannen und letztlich ein Blockprofil mit $\beta=1$ annehmen. In diesem Fall wäre die Einschnürung $R/R_0 = 0.93$. Aus den PIV-Daten lässt sich der Durchmesser des glatten Strahls ermitteln. Hierbei stellt man aber fest, dass stärkere Einschnürungen bis etwa 0.75 auftreten. Dies wird schon bei Längen von 5 mm beobachtet. Eine derartige Einschnürung bedeutet eine erhöhte mittlere Geschwindigkeit U . Man müsste dann $\beta < 1$ fordern. Da das Blockprofil mit $\beta=1$ letztlich aber erreicht werden muss müsste der Querschnitt wieder ansteigen. Einer sprunghaften Erweiterung bei konstantem Druck widerspricht aber der Impulssatz. So gesehen wäre die wellenartige Störung eine Möglichkeit der Strömung, die Erhaltungssätze zu erfüllen. Diese Interpretation ist soweit hypothetischer Natur zumal die Rolle der Dissipation in der Energiegleichung zu bedenken wäre.

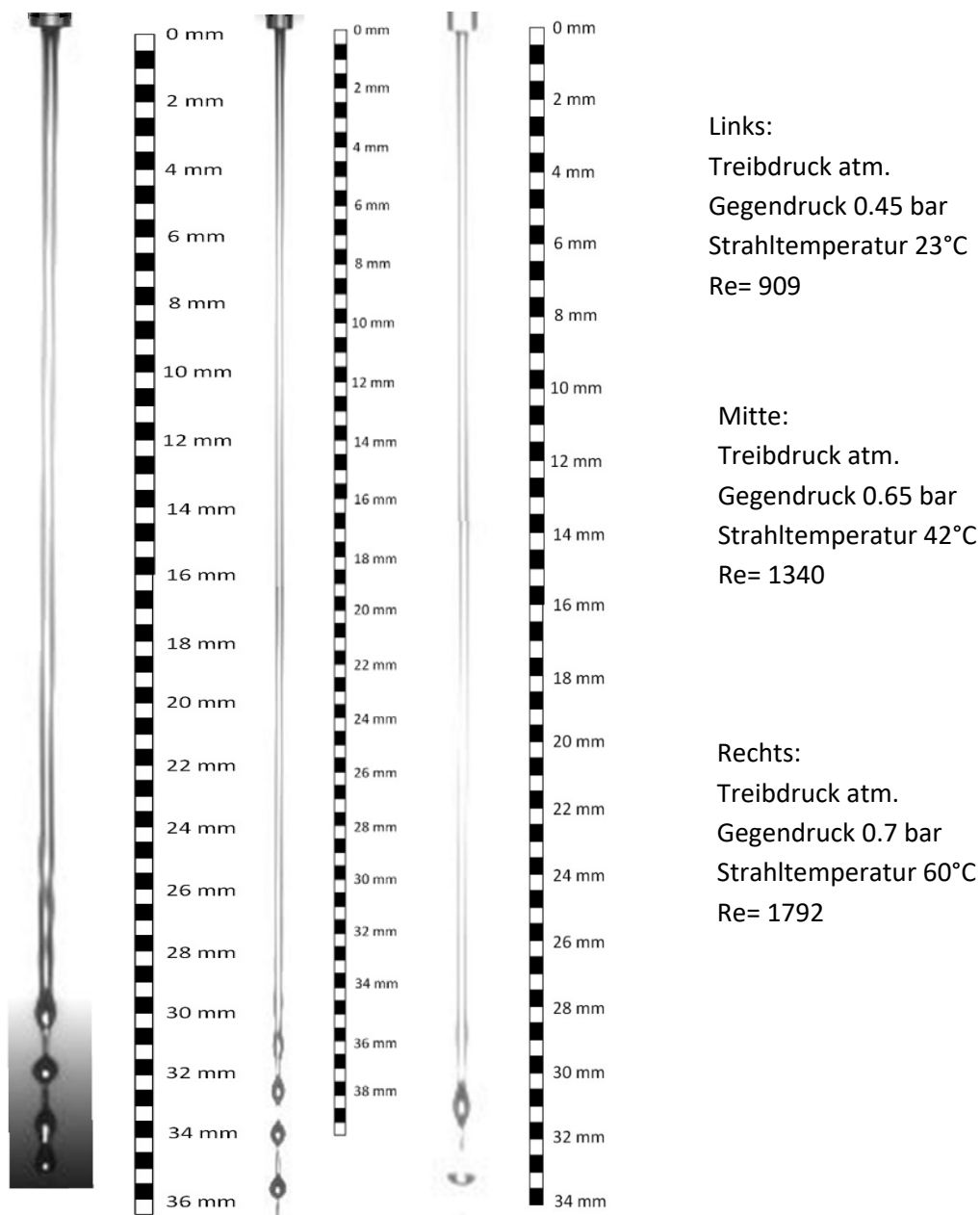


Abb.2: Drei Strahlen bei 2.5 m/s und laminaren Reynoldszahlen. Düsenaustritt oben, Längenskala jeweils rechts.

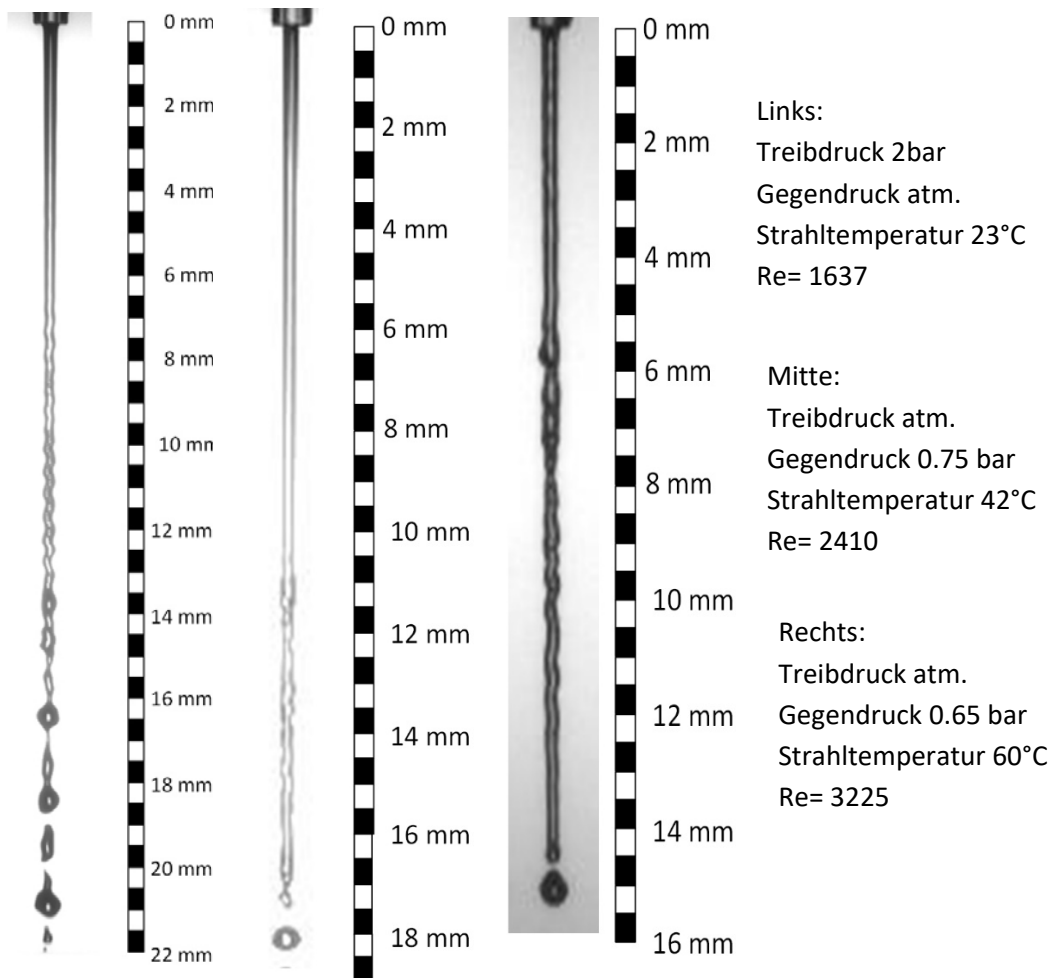


Abb.3: Drei Strahlen bei 4.5 m/s. Düsenaustritt oben, Längenskala jeweils rechts. Rechts ein turbulenter Strahlaustritt.

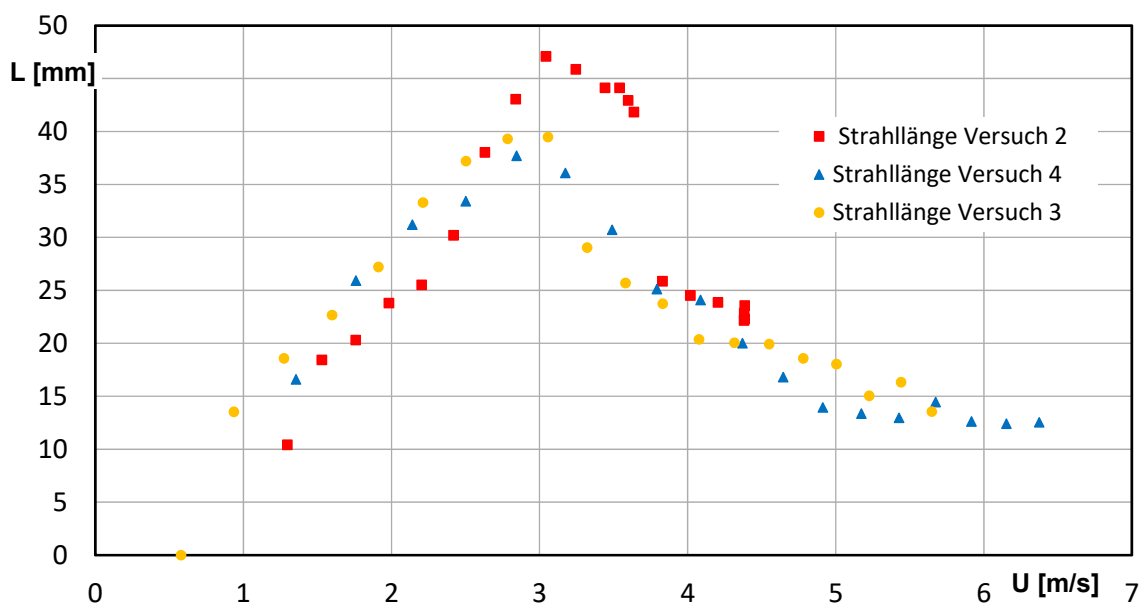


Abb.4: Die Zerfallslänge L aus verschiedenen Versuchen aufgetragen über der Geschwindigkeit. Variation von Gegendruck und Viskosität.

4. Schluss

In dieser Arbeit zeigen laminare Wasserstrahlen, die aus einer dünnen Kapillare austreten, ein zunächst durchaus bekanntes Zerfallsschema. Die Strahllänge bis zum Zerfall erhöht sich linear mit der Geschwindigkeit bis zu einem Maximum bei etwa 3 m/s und fällt dann wieder.

Bei Variation des Umgebungsdrucks (bzw. der Dichte) beobachten wir keinen Einfluss auf die Zerfallslänge. Damit werden Erklärungen, die die Strahlinstabilitäten mit dem Einfluss der Umgebung („wind-induced“) in Verbindung bringen geschwächt. Eine Variation der Viskosität des Wassers brachte ebenfalls keinen signifikanten Einfluss. Allein die Geschwindigkeit scheint entscheidend.

Wir sehen die beiden Regime vor und hinter dem Maximum durch unterschiedliche Welleninstabilitäten getrennt. Geschwindigkeiten bis zum Maximum erzeugen axial-symmetrische Wellen, Geschwindigkeiten oberhalb des Maximums induzieren transversale Wellen. Das Maximum entspricht nicht einer kritischen Reynoldszahl.

Eine neue Beobachtung betrifft die Strahleinschnürung, die stärker ausfällt als durch die Geschwindigkeitsrelaxation zu erwarten ist. Wir sehen hier einen Hinweis darauf, dass die Strömungsinstabilität in Form von Wellen diesseits und jenseits des Maximums eine Folge der Wechselwirkung zwischen Einschnürung und Geschwindigkeitsrelaxation sein könnte. Zur Aufklärung wären einerseits Profil-Messungen im Strahl (z.B. PIV) und andererseits numerische Analysen der Relaxation erforderlich.

[1] Weber, C. (1931) Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. ZAMM 11(2), 136-156

[2] Lefebvre, A. H. (2017) Atomization and sprays. 2nd ed., Taylor & Francis, CRC Press

[3] Grant, R.P. and Middleman, S. (1966) Newtonian jet stability. AIChE Journal 12(4), 669-678