



ENCYCLOPAEDIA CINEMATOGRAPHICA

GERD E. A. MEIER und GEORG GRABITZ

FILM E 3175

Zerfall pulsierender Wasserstrahlen

Publikation von GEORG GRABITZ und GERD E. A. MEIER

Sonderdruck

Publ. Wiss. Film., Techn. Wiss./Naturw. 12 (1995), 57–85.
GEORG GRABITZ und GERD E. A. MEIER: Zerfall pulsierender
Wasserstrahlen. Film E 3175 von GERD E. A. MEIER und
GEORG GRABITZ. ISSN 0073–8433

GÖTTINGEN 1995

INSTITUT FÜR DEN WISSENSCHAFTLICHEN FILM

GEORG GRABITZ und GERD E. A. MEIER

Zerfall pulsierender Wasserstrahlen

Film E 3175 von GERD E. A. MEIER und GEORG GRABITZ

Mit 15 Abbildungen

Allgemeine Vorbemerkungen

Der Film beschreibt den Zerfall geschwindigkeitsgestörter Wasserstrahlen und erläutert die Wirkung der Oberflächenspannung und den Einfluß kinematischer Wellen (Laufzeiteffekt) auf diesen Vorgang.

Der Wunsch zur Herstellung des vorliegenden Filmes entstand wegen des großen Interesses, das die im Film gezeigte Versuchsanlage mit ihren Wasserstrahlexperimenten bei Besichtigungen im Max-Planck-Institut für Strömungsforschung sowohl bei ausgesprochenen Fachleuten auf dem Gebiet der Strahlstabilität als auch bei Schülern, Studenten und Wissenschaftlern gefunden hat. Neben dem wissenschaftlichen Interesse war dabei sicher auch die Schönheit der demonstrierten Effekte von Bedeutung.

Bei den Experimenten spielte die Sichtbarmachung der Strahlstrukturen mit Hilfe stroboskopischer Beleuchtung eine wesentliche Rolle. Für die entsprechenden Filmaufnahmen ergab sich die Notwendigkeit, die Aufnahmefrequenz der Frequenz der stroboskopischen Beleuchtung anzupassen, die ihrerseits von der Apparatur gesteuert wurde. Dabei mußte ein Frequenzbereich von 20 Hz bis 200 Hz berücksichtigt werden. Der Verschuß der Kamera (LOCAM 20) wurde deshalb so über einen Phasenschieber gesteuert, daß bei jeder Aufnahmefrequenz der Blitz eine korrekte Filmbelichtung gewährleistete. Der Phasenschieber für diesen Zweck wurde von B. STASIŃSKI [11] konstruiert und steht für ähnliche Aufgabenstellungen weiter zur Verfügung.

Es konnten somit Filmaufnahmen hergestellt werden, die den gleichen Eindruck vermitteln, wie er im Labor durch die stroboskopische Beleuchtung erreicht wurde. Damit kann u. U. ein Bild entstehen, das den Eindruck eines Standfotos vermittelt. In Wirklichkeit wird dennoch ein instationärer Vorgang

gezeigt, der aber sehr periodisch ist und daher immer das gleiche Bild ergibt, weil die Aufnahmen im Takt der Störfrequenz erfolgen. Im vorliegenden Film erweist sich auf diese Weise der Grad der Periodizität, der bei den meisten Beispielen erreicht wird, als erstaunlich hoch. Wenn nun die Blitzfrequenz etwas abweichend von der des zu filmenden periodischen Vorganges gewählt wird, sieht man eine Bewegung des Objektes, die den Charakter einer Zeitdehnerbewegung hat. Obwohl die Einzelbilder auch dann aus jeweils einer anderen Periode des Vorganges stammen, zeigt der Film – wegen des hohen Grades der Periodizität des aufgenommenen Vorganges – die gleiche Bewegung wie eine echte Zeitdehneraufnahme.

Zur Beschreibung des Filmes folgen wir im nächsten Abschnitt dem Tonkommentar, dem wir einige Abbildungen und Erläuterungen beigeben. In diesen kurzen Erläuterungen nehmen wir auch Bezug auf ausführlichere Darstellungen, die wir in dem weiteren Abschnitt „Ergänzungen zum gesprochenen Kommentar“ vorlegen (Oberflächenspannungsinstabilität, Laufzeitinstabilität, Berechnung der Lamellen, Schlußbemerkungen).

Filmbeschreibung

Wortlaut des gesprochenen Kommentars¹

Ein pulsierender Wasserstrahl löst sich nach Verlassen der Düse bald in einzelne Tropfen auf, was bei stroboskopischer Beleuchtung deutlich zu erkennen ist.

Vergleiche Abb. 1.

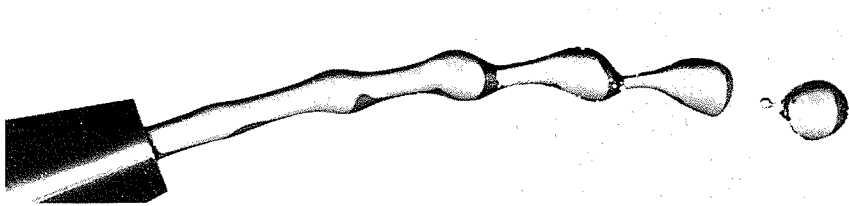


Abb. 1. Blitzlichtaufnahme eines geschwindigkeitsgestörten Wasserstrahles (Düsenradius $R_s = 2,5 \text{ mm}$, Grundgeschwindigkeit $U = 2,0 \text{ m/s}$, relative Stör-Amplitude $\varepsilon = 0,05$, Störfrequenz $f = 100 \text{ Hz}$)

Foto: P. KOPERSKI und R. DVORAK

Dafür gibt es zwei verschiedene Mechanismen. Einmal die sogenannte Rayleigh-Instabilität, die hauptsächlich auf der Wirkung der Oberflächenspannung

¹ Die eingerückten Abschnitte in Kleindruck geben zusätzliche Informationen.

beruht. Zum anderen einen kinematischen Laufzeiteffekt, der durch Geschwindigkeitsunterschiede in der Düse ausgelöst wird. Diese beiden Mechanismen wirken je nach Art der Störung in derselben oder in entgegengesetzter Richtung.

Nach der klassischen linearen Theorie (RAYLEIGH [10]) wird der Strahlzerfall gemeinhin auf die Wirkung der Oberflächenspannung zurückgeführt. Von uns konnte zusätzlich gezeigt werden (GRABITZ u. MEIER [3]), daß auch ein rein kinematischer, nichtlinearer „Laufzeiteffekt“ den Strahlzerfall bewirken kann. Bei den meisten praktischen Fällen sind beide Mechanismen wirksam. Die beiden Mechanismen lassen sich bezüglich ihrer Wirkungsbereiche auch in einem gewissen Maße gegeneinander abgrenzen (KLÖPPER [5]; MEIER u. a. [8]). Im Abschnitt „Oberflächenspannungsinstabilität“ geben wir einen einfachen Einblick in die klassische lineare Theorie nach LORD RAYLEIGH. Im Abschnitt „Laufzeitinstabilität“ erläutern wir die Wirkungsweise des Laufzeiteffektes und geben die Grundzüge einer von uns dazu entwickelten Theorie an.

Die Störung geschieht in einer Kammer kurz vor der Düse, die einen Austrittsdurchmesser von 5 mm hat. Zur näheren Betrachtung haben wir einen Teil der Apparatur ausgebaut.

Im Abschnitt „Versuchsablauf“ geben wir eine Schemaskizze der Apparatur an.

Unterhalb der Kammer ein Schlauchstutzen. Hier strömt das Wasser durch einen Filter aus Watte radial und laminar in die Vorkammer ein. Ein Schüttler, links, überträgt seine Bewegung über eine lange Stange und einen teildurchlässigen Kolben aus Sintermaterial auf die Wasserströmung.

Bei der Demonstration mit einer niedrigen Frequenz läßt sich diese Bewegung leicht verfolgen. Im eigentlichen Experiment ist auch der Kolbenhub wesentlich kleiner, und die Frequenzen liegen zwischen 20 und 200 Hz.

Die Amplitude der Geschwindigkeitsstörung ist der Hauptströmung von 2 m/s überlagert. Angezeigt wird die Strömung durch eine Sonde, die in Geschwindigkeiten geeicht ist.

Hier der Anschluß für den Oszillographen. Zur Eichung wird die Grundgeschwindigkeit des Wasserstrahls mit einem Hitzdrahtanemometer bestimmt. Hier der Meßfühler.

Im Tonkommentar ist das Wort „Grundgeschwindigkeit“ nicht zutreffend; richtig ist „momentane Geschwindigkeit“. Eine ausführlichere Erläuterung der Eichung enthält der Abschnitt „Versuchsablauf“.

Zunächst soll die Störung mit einer Frequenz von 100 Hz und einer Störamplitude von 5 % der Grundströmung erfolgen. Der Oszillograph zeigt den zeit-

lichen Verlauf der Störung. Bei kleinen Amplituden erzielt die Apparatur eine sinusförmige Geschwindigkeitsstörung.

Die wohldefinierten Kolbenbewegungen erzeugen einen scheinbar hochturbulenten Wasserstrahl. Der Schein trügt jedoch. Denn unser Eindruck ändert sich grundlegend, sobald wir den Strahl, wie anfangs, stroboskopisch beleuchten.

Blitz und Kolbenbewegung werden von demselben Sinusgenerator gesteuert, daher beobachtet man ein stationäres Phänomen wie bei einer Momentaufnahme.

Diese Problematik wurde in den „Allgemeinen Vorbemerkungen“ schon erläutert.

Bei den Filmaufnahmen wurde auch der Kameraverschluß synchronisiert. Blitzfrequenz und Bildfrequenz waren gleich. Die Bewegung des Strahls scheint eingefroren, eine Folge der konstanten Periodendauer des instationären Phänomens.

Sobald die Störfrequenz geringfügig von der Blitzfrequenz abweicht, entsteht der Eindruck einer zeitlich stark gedehnten Veränderung im Strahl. Dadurch werden Einzelheiten des Zerfalls besonders deutlich.

Welchen Einfluß hat die Störfrequenz auf den Zerfall? Bei einer konstanten relativen Störung von 5 % und einer Frequenz von 50 Hz wird der Zerfall des Strahls am rechten Rand des Bildfeldes sichtbar. Dagegen ist bei 25 Hz der Strahl nur leicht gewellt.

Wie wirkt sich die Amplitude der Störung aus? Eine Änderung der Störampplitude zwischen 0 und 5 % soll dies zeigen. Die Frequenz von 80 Hz bleibt dabei konstant. Bereits bei niedrigen Störampplituden zerfällt der Strahl nach kurzer Laufzeit in einzelne Tropfen. Offenbar wirken im Bereich von 80 Hz beide Zerfallsmechanismen optimal zusammen.

Wie vorher erwähnt wurde, ist der Düsendurchmesser $d = 5$ mm, und die mittlere Geschwindigkeit im Strahl ist hier $U = 2$ m/s. Für die Frequenz von $f = 80$ Hz ergibt sich damit eine Wellenlänge von $\lambda = U/f = 25$ mm $= 5d$. Das ist eine Wellenlänge, die ungefähr der Wellenlänge maximaler Anregung entspricht, die im Abschnitt „Oberflächenspannungsinstabilität“ angegeben wird.

Die zeitliche Folge verschiedener Geschwindigkeiten an der Düse bewirkt periodische Veränderungen des Strahlquerschnitts. Dies unterstützt die Tendenz zur Tropfenbildung. Infolge der Oberflächenspannung wird der Strahl an den dünnen Stellen abgeschnürt.

Wie wirken sich hohe Störfrequenzen aus? Wird der Strahl mit einer so hohen Frequenz wie 200 Hz gestört, so tritt eine andere Erscheinung auf. Unmittelbar hinter der Düse beobachtet man deutlich ein Anwachsen der Störung. Weiter außerhalb wirkt eine Dämpfung strahlstabilisierend. Sie verhindert den Tropfenzerfall.

Anfangs lösen die Geschwindigkeitsunterschiede in der Düse die Tropfenbildung aus. Vorher, bei niedrigeren Störfrequenzen, verstärkte die Oberflächenspannung diese Tendenz, bis es zum Zerfall des Strahls kam. Jetzt, bei einer hohen Frequenz von 200 Hz, hat die Oberflächenspannung den entgegengesetzten Effekt. Da sie die Oberflächendeformation dämpft, glättet sie den Strahl.

Wie vorher erwähnt wurde, ist der Düsendurchmesser $d = 5$ mm, und die mittlere Geschwindigkeit im Strahl ist hier $U = 2$ m/s. Für die Frequenz von $f = 200$ Hz ergibt sich damit eine Wellenlänge von $\lambda = U/f = 1$ cm $= 2d$. Das ist eine Wellenlänge, die kleiner als die kritische Wellenlänge $\lambda_k = \pi d$ ist, die im Abschnitt „Oberflächenspannungsinstabilität“ angegeben wird. Mit $f = 200$ Hz befindet man sich also in einem Bereich, wo die Oberflächenspannung dämpfend wirkt.

Kinematische Effekte durch Geschwindigkeitsunterschiede an der Düse und Oberflächenspannung wirken einander entgegen. Das wird deutlich, wenn wir die Störamplitude erhöhen. Bei einer hohen Störamplitude überwiegen nämlich in Düsenähe die kinematischen Effekte die Wirkung der Oberflächenspannung. Wir beobachten eine starke Tendenz zum Abreißen des Strahls.

Wir wollen nun Einzelheiten des Strahlzerfalls betrachten. Die Störfrequenz ist 60 Hz, die Amplitude wird langsam bis 5 % erhöht und dann konstant gehalten. Dabei folgt unsere Kamera nun langsam dem Strahl bis weit außerhalb der Düse. Hier löst der Abreißvorgang eine Schwingung aus, die unterschiedliche Tropfenformen entstehen läßt.

Hier in einer Naheinstellung. Noch stärker vergrößert, erkennt man deutlich das Reißen des Strahls, die Tropfenbildung und das anschließende Pulsieren einzelner Tropfen.

Auf eine interessante Einzelheit sei hier noch aufmerksam gemacht: Das Reißen des Strahles geschieht immer so, daß sich eine Flüssigkeitsspitze von einer konvexen Flüssigkeitsfläche ablöst (vergleiche Abb. 2).

Dabei liegen die Störamplituden noch unterhalb 5 %.

Was geschieht, wenn man die Störamplitude bei 100 Hz, weit über 5 % hinaus, bis in die Größenordnung der Grundgeschwindigkeit steigert? Dann entstehen



Abb. 2. Der Augenblick des Abreißens

Foto: A. GRABITZ

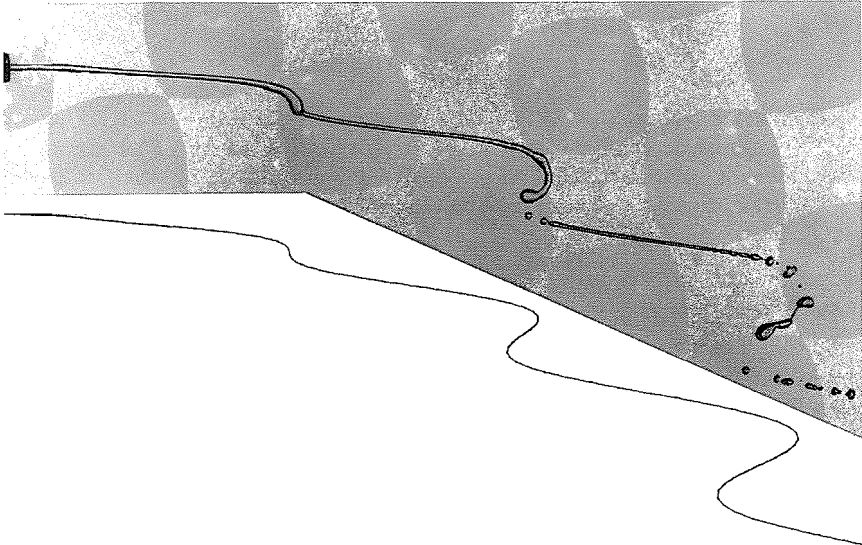


Abb. 3. Horizontaler Strahl im Gravitationsfeld (Blitzlichtaufnahme und theoretischer Verlauf. $\Omega = 2\pi f R_0 / U = 0,52$, $\varepsilon = 0,12$, $G = g R_0 / U^2 = 0,017$)

Foto: P. KOPERSKI und R. DVORAK

qualitativ völlig neuartige Veränderungen des Querschnitts. Bei höheren Stör-
amplituden kommt es nämlich schon in Düsenähe zum Aufstau von Flüssigkeit
unterschiedlicher Geschwindigkeit und zu einer seitlichen Abströmung, die hier
bei kleinen Amplituden noch von der Oberflächenspannung verhindert wird.
Bei einem mit nur 20 Hz gepulsten Strahl kann die Schwerkraft das Aufprall-
gebiet nach unten auseinanderziehen. Es kommt zum völligen Zerfall des
Strahls. So entstehen bizarre Gebilde in Form eines Perlenkettenvorhangs.



Abb. 4. Blitzlichtaufnahme eines stark gestörten Wasserstrahles (Düsenradius $R_d = 1,6$ mm, Grundgeschwindigkeit $U = 4,29$ m/s, Störfrequenz $f = 60$ Hz, relative Störampplitude $\varepsilon > 0,5$)

Foto: A. GRABITZ

Früher gestartete Flüssigkeitsteilchen werden von jenen überholt, die später aus der Düse austreten.

Dieser Sachverhalt wird in Abb. 3 demonstriert. Die Kurve unter dem Foto errechnet sich aus unserer Laufzeittheorie.

Besonders deutlich erkennt man dies in einem 5 cm breiten Ausschnitt.

Die Schwerkraft spaltet den gepulsten Strahl in mehrere nebeneinanderliegende Stränge auf. Auf eine Achse zusammengezogen, würden sie sich überlappen, und an gewissen Stellen entstünde ein Stau.

Bei einem senkrecht nach unten fließenden Strahl wirkt die Schwerkraft in Richtung der Strahlachse. So wird auch verständlich, was wir jetzt mit Hilfe des vorher erläuterten Zeitlupeneffektes beobachten.

Ein dicker, peripherer schneller Strahlteil trifft auf einen dünnen. Es kommt zu einem Stau und zu seitlicher Abströmung einer Flüssigkeitslamelle.

Im Vertikalstrahl benutzen wir eine Düse von 3,2 mm Durchmesser und einer Ausflußgeschwindigkeit von 4 m/s. Konzentrisch zur Strahlachse entstehen eine Reihe bizarrer Gebilde.

Vergleiche Abb. 4.

Die Stellen, wo sich Lamellen bilden, lassen sich theoretisch vorhersagen. Darauf hat die Oberflächenspannung zunächst nur geringen Einfluß. Erst später, strahlabwärts, bewirkt sie eine Formänderung.

Unsere theoretische Behandlung dieser Lamellenströmung beschreiben wir im Abschnitt „Berechnung der Lamellen“. Dort können wir u. a. zeigen, daß die Lamellenform im Anfangsstadium von der Oberflächenspannung nicht wesentlich beeinflußt wird.

Infolge der Krümmung und Verweilzeit der Flüssigkeitselemente zieht sich die Lamelle konzentrisch zur Achse zusammen.

Am freien Lamellenende wirkt die Oberflächenspannung anders. Kleine Randstörungen rufen kleine Säulen hervor, die rasch in Tropfen zerfallen. So entsteht eine Krone. Später entsteht eine Flasche.

Zuletzt bilden sich Blasen. Seitlich, oberhalb der Blase links, zwei Tropfen, die erstaunlich stationär bleiben und periodisch wiederkehren, auch bei den folgenden Blasen — offenbar als Folge kleiner Unregelmäßigkeiten am Düsenrand.

Vergleiche Abb. 5.

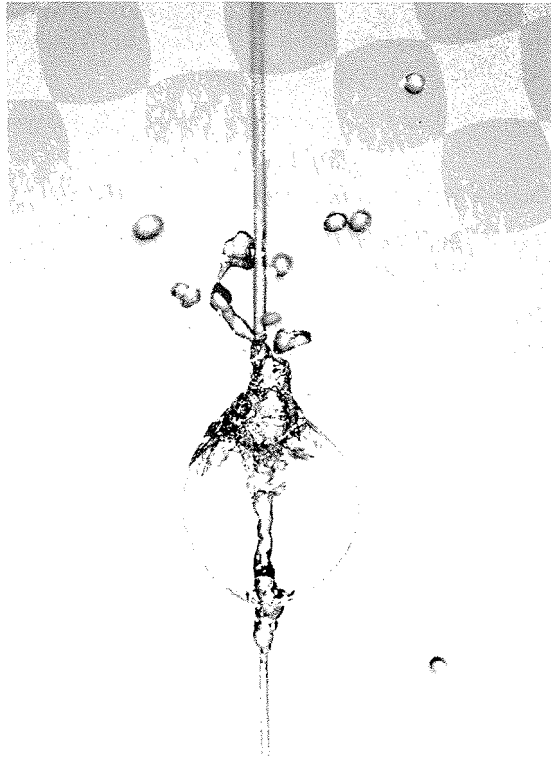


Abb. 5. Die seitlich abgeströmte Flüssigkeit kann unter der Wirkung der Oberflächenspannung in einem späten Stadium die Form einer Blase annehmen, deren Form in jeder Periode fast gleich ist. Insbesondere werden die Tropfen oben im Bild immer wieder an der gleichen Stelle reproduziert.

Foto: A. GRABITZ

Dieser beeinflusst auch die Gestalt der Kronenstruktur. Bei langsamer Drehung der Düse wandern die Zacken im selben Drehsinn mit.

Eine partielle Störung des Strahls, hier links von der Achse, ist nur von geringem Einfluß auf die Stabilität der rechten Kronenhälfte. Dies zeigt besonders deutlich, daß örtliche und zeitliche Anfangsstörungen die zukünftige Form und Entwicklung des Strahls weitgehend vorausbestimmen. Instabilitäten

infolge Reibung und Oberflächenspannung spielen eine Nebenrolle. Kinematische Prozesse bestimmen hier, wie bei vielen instationären Vorgängen, die räumliche und zeitliche Struktur.

Vergleiche auch Abschnitt „Schlußbemerkungen“.

English Version of the Spoken Commentary

A pulsating water jet, shortly after leaving the nozzle, is disintegrating into single drops, which is obvious through strobe illumination.

Two mechanisms are effective. First the so called Rayleigh instability, mainly induced by surface tension. Second a kinematic effect at the nozzle, caused by a variation of velocities with time. These two mechanisms have either similar or have contradictory effects, depending on the character of the modulation.

This modulation is applied in a plenum chamber just in front of the nozzle, with an outlet of 5 mm in diameter. For closer inspection we have partially demounted the apparatus.

Under the plenum chamber you see the inlet tube. Here the water radially and laminarily enters the plenum chamber by way of a cotton wad filter. The vibrator, left, is transferring its motion by a long rod on a semipermeable piston of sinter material to the stream of water.

We can follow this motion well, in a demonstration at a low frequency. In the real experiment the displacement of the piston is far smaller with frequencies between 20 and 200 Hz.

The modulation amplitude of the velocity is overlapping the main flux, which is 2 m/s. This modulation is indicated by a probe, which is calibrated in meters per second.

The flexible wire leads to the oscilloscope. For calibration the momentary velocity of the water jet is determined by a hot wire anemometer probe.

First the modulation starts with a frequency of 100 Hz and the amplitude is 5 % of the main flux. An oscilloscope shows the momentary characteristic of the modulation. With small amplitudes a sinusoidal modulation of the velocity is generated.

On a first sight the well defined motion of the piston generates an apparently highly turbulent water jet. This soon proves to be an illusion, for we at once get a fundamentally different impression as soon as we use stroboscopic illumination as the initial scene.

Flash and displacement of the piston are controlled by the same sine generator. Therefore we observe a stationary phenomenon, which is comparable to a freeze frame.

During film exposure, the operation of the camera shutter was also synchronized. The frequencies of flash and picture were identical. The motion of the jet seems to be frozen, in accordance with the constant period of the nonstationary phenomenon.

As soon as the modulation frequency is slightly differing from the flash frequency, we get the impression of an extremely slow motion exposure of the water jet. By that means details of the breakdown become clearly visible.

What influence has the frequency of the modulation on the breakdown behaviour of water jets? At a constant relative modulation amplitude of 5 % and a frequency of 50 Hz, we can observe the beginning breakdown of the jet. Here in the lower right of the picture. Whereas at 25 Hz the jet shows only a slight undulation.

What effect has the amplitude of the modulation? This becomes obvious, if we slowly increase the modulation amplitude from 0 to 5 %. The frequency is kept constant at 80 Hz. Even at lower frequencies the jet soon starts breaking down, and single droplets appear. At a frequency of 80 Hz obviously both mechanisms show optimal mutual enhancement.

A sequence of various velocities in the nozzle causes periodically changing cross-sections of the jet. This enhances the tendency to drop formation. Under the influence of the surface tension the jet is interrupted at the thin regions.

What effect is introduced with high modulation frequencies? If the jet is modulated at a frequency as high as 200 Hz, a new phenomenon appears. Please watch the increasing instabilities shortly after ejection from the nozzle. Farther outside a damping phenomenon has a stabilizing effect. This damping prevents the breakdown.

First a velocity variation across the nozzle starts the formation of drops. In the preceding experiments at low modulation frequencies the surface tension enhanced this tendency until the jet broke down. Now, at the high frequency of 200 Hz the surface tension acts in the opposite direction. In so far as it is damping the surface deformation, it is smoothing the jet.

Kinematic effects caused by different velocities within the cross section at the nozzle and surface tension have opposite effects. This becomes obvious, when we increase the modulation amplitude. At a high modulation amplitude kine-

matic effects overcome the effect of surface tension. We observe a strong tendency to interrupt.

Let us now watch details of the breakdown of water jets. The modulation frequency is now 60 Hz. The amplitude is slowly being increased to 5 % and then kept constant at this level. The camera is now slowly following the water jet into a region far off from the nozzle. Here the disintegration is starting a vibration, which produces droplets of different shapes.

Now in a close-up view. An even closer look reveals clearly the disintegration of the jet with formation and subsequent vibrations of single droplets. Here the modulation amplitude is less than 5 %.

What happens when we increase the modulation amplitude to far more than 5 % to within the range of the basic velocity? Qualitatively new variations of the cross section are observed. At higher amplitudes of modulation even closely behind the nozzle, parts of the liquid at different velocities first accumulate and then start flowing sideways, which at low amplitudes is prevented by surface tension.

At a vibration frequency of only 20 Hz gravity can pull the bouncing area downwards. This leads to total disintegration of the jet. Therefore bizarre formations in the shape of strings of pearls are being formed.

Liquid particles, started in front of others, are overrun by those, started later. This becomes very obvious in a blown up section of 5 cm width.

Gravity splits the pulsating jet into several parallel strands. When contracted to a common axis, they can overlap each other and at certain places bouncing occurs.

In a vertical jet, gravity acts in the direction of the axis of the jet. We now may understand what becomes obvious with the help of the slow motion effect already used before.

A thick high velocity part of the jet passes a thinner one. We observe bouncing and a sideways displaced liquid lamella.

In the vertical jet we use a nozzle of 3.2 mm diameter and a flux of 4 m/s. Some bizarrely shaped bubbles emerge symmetrically to the axis of the jet.

Those sections, where lamellae are being formed, follow theoretical predictions. At first surface tension has only little influence on these shapes. Later on, downstream, it causes some metamorphoses. Because of the different curva-

tures and the times of capture of the liquid volumina, a lamella symmetrically contracts towards the jet axis.

At the free end of the lamella surface tension has an additional effect. Small marginal undulations produce little columns, which soon disintegrate into droplets. They are forming a crown and later on a flask appears.

At last: bubbles. To the upper left of a bubble, two droplets stay remarkably stationary and reappear periodically, and accompany also the following bubbles. Obviously small marginal irregularities at the mouth of the nozzle influence the shape of the crown. Therefore slowly turning the nozzle makes the different peaks rotate in the same sense.

Partial disturbance of the jet, here on the left of the axis, only slightly influences the stability of the right hand structure. This is a very striking evidence for the fact, that mainly initial local and temporal disturbances are responsible for the shape and metamorphosis of the jet. Instabilities, however, caused by friction and surface tension, are negligible. Here, as in many nonstationary phenomena, kinematic processes determine the local and temporal structure.

Ergänzungen zum gesprochenen Kommentar

Versuchsablauf

Der Versuchsablauf ist wie folgt: Aus einem Hochbehälter fließt Wasser über einen Widerstand radial in eine Vorkammer ein, in der sich ein Kolben aus Sintermaterial befindet. Der Grundströmung kann durch einen Schüttler, der den durchlässigen Kolben bewegt, eine Geschwindigkeitsstörung überlagert werden. Der Schüttler wird über einen Verstärker durch einen Sinusgenerator angesteuert. Eine stroboskopische Beleuchtung, die mit dem Störmechanismus synchron geschaltet ist, erlaubt die Beobachtung der Form des Strahles. Eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaues wird in Abb. 6 gegeben.

Vorkammer und Düse werden im Film ausführlich beschrieben. In der Wand der Vorkammer ist ein Druckwandler angebracht. Die Druckschwankungen, die von dort auf einem Oszillographen angezeigt werden können, liefern ein Maß für die Geschwindigkeitsstörung im Flüssigkeitsstrahl. Der Zusammenhang mit dem Drucksignal hängt von der Frequenz und der Amplitude der Geschwindigkeitsstörung ab. Die Geschwindigkeitsstörung selbst kann mit einem Heißfilmanemometer gemessen werden. Da während der eigentlichen Messungen die Heißfilmsonde nicht im Strahl sein darf, weil der Strahl stromabwärts hinter der Sonde zerstört wird, werden Eichungen vorgenommen. Die

so gewonnenen Eichkurven (vergleiche als Beispiel Abb. 7) ermöglichen es später, die Amplitude der Geschwindigkeitsstörung durch die Wahl einer Druckamplitude festzulegen.

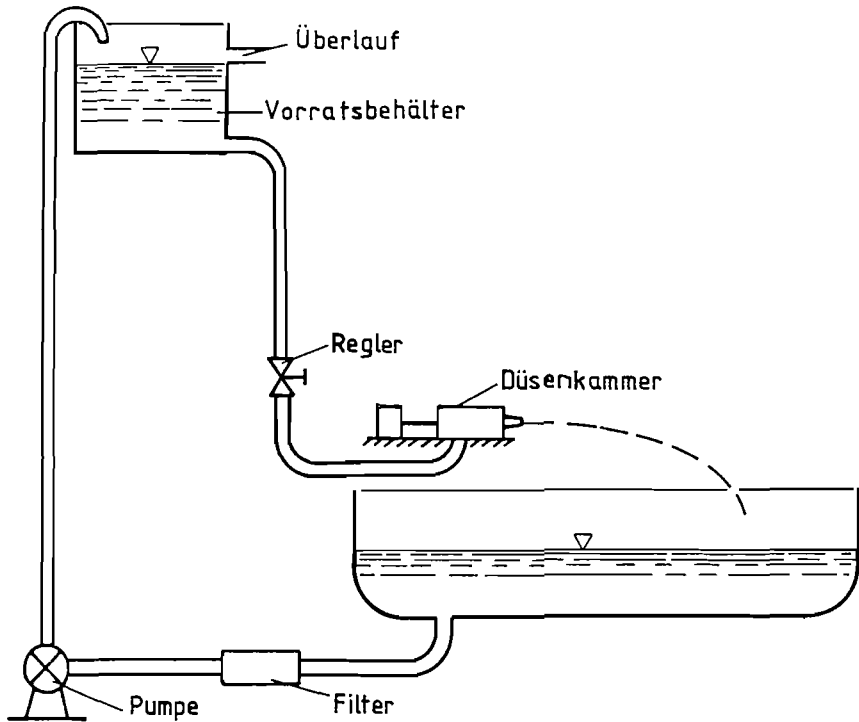


Abb. 6. Schematische Darstellung der Versuchsapparatur
 Zeichnung: Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

Oberflächenspannungsinstabilität

Die klassische lineare Theorie untersucht die Stabilität eines reibungsfreien, inkompressiblen Flüssigkeitsstrahles unter der Wirkung einer sinusförmigen Oberflächenstörung. Das Hauptergebnis ist (R_a sei der Radius des ungestörten Strahles), daß der Strahl dann zerfällt, wenn die Wellenlänge λ der Störung einen kritischen Wert λ_k

$$\lambda > \lambda_k = 2 \pi R_a \tag{1}$$

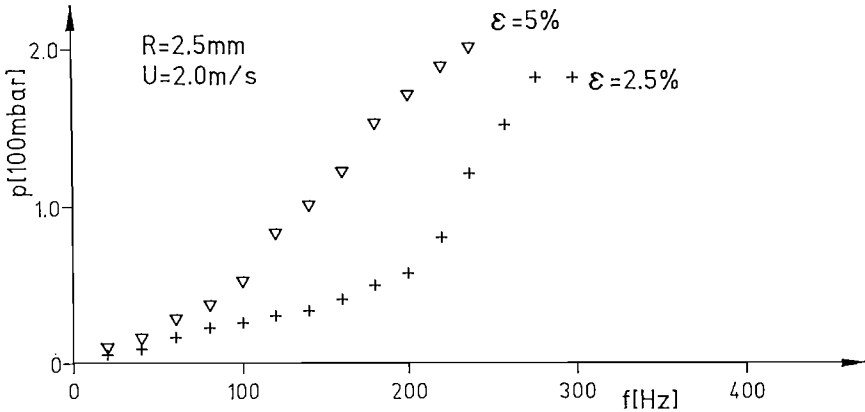


Abb. 7. Eichkurve, die angibt, welche Druckamplitude in der Vorkammer zu wählen ist, um für eine gegebene Störfrequenz eine Geschwindigkeitsstörung von 2,5 % oder 5 % im Strahl zu erreichen

Zeichnung: Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

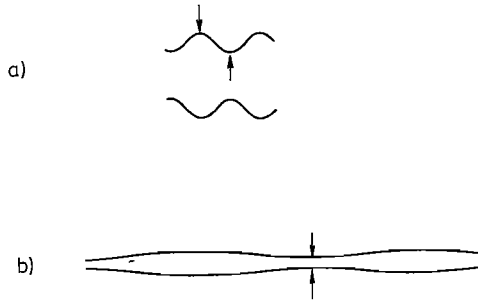


Abb. 8. Schematische Darstellung zur Erläuterung der Stabilitätsaussage der klassischen linearen Theorie

Zeichnung: Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

übersteigt. Der Strahl ist stabil gegen Störungen mit einer Wellenlänge, die kleiner als λ_k ist.

Die Stabilitätsaussage von Gleichung (1) kann man sich leicht plausibel machen, wenn man davon ausgeht, daß die Oberflächenspannung so wirkt, daß das Flüssigkeitsvolumen bestrebt ist, eine möglichst kleine Oberfläche zu bilden: Das bedeutet, daß hochfrequente Auslenkungen der Oberfläche, also kurze Wellen, von der Oberflächenspannung geglättet werden (vergleiche Abb. 8 a). In diesem Falle besteht also das Bestreben, die ungestörte Form

wieder einzunehmen; der Strahl ist stabil. Bei langen Störwellen auf der Oberfläche (vergleiche Abb. 8 b) besteht dagegen die Möglichkeit, durch die Bildung von Tropfen zu einer kleineren Oberfläche zu gelangen, als sie durch den ungestörten Strahl gegeben ist. Der Strahl zerfällt in Tropfen.

Solch eine einfache Plausibilitätserklärung kann natürlich nicht die oben angegebene Grenze zwischen dem stabilen und dem instabilen Bereich bestimmen. Eine kurze elegante Begründung von Gleichung (1) wird von MÜLLER und GROSSMANN [9] mitgeteilt. Interessant ist, daß, wie Gleichung (1) zeigt, λ_k nicht von der Oberflächenspannung abhängt; gleichwohl ist die Oberflächenspannung die auslösende Ursache, und ihr Wert ist mitbestimmend für die Stärke der Anfachung und damit für die Zerfallsgeschwindigkeit des Strahles. Die klassische Stabilitätstheorie liefert eine Wellenlänge λ_{max} , für die die Störung am stärksten angefacht wird. Sie ist durch

$$\lambda_{max} = 9,106 R_a \quad (2)$$

gegeben. Die klassische Theorie, die, wie oben dargelegt, die zeitliche Entwicklung der örtlichen Störung einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeitssäule betrachtet, ist nur bedingt mit jenem Störfall vergleichbar, bei dem die Störung durch Geschwindigkeitsmodulation in der Düse bewirkt wird. In diesem Fall wird der Zerfallsprozeß durch einen Laufzeiteffekt beeinflußt oder durch diesen sogar ganz entscheidend geprägt.

Laufzeitinstabilität

Wir wollen den Laufzeiteffekt mit Hilfe eines einfachen Beispielles plausibel machen: Wenn man von einer Öffnung Masseteilchen startet, deren Startgeschwindigkeiten sich etwas voneinander unterscheiden (z. B. sinusförmig moduliert), dann wird sich ein Teilchenstrahl beobachten lassen, wie wir ihn schematisch in Abb. 9 zeigen. Die Entfernungen zwischen vorangehenden langsamen Masseteilchen und nachfolgenden schnelleren werden kleiner, während diejenigen zwischen vorangehenden schnellen und nachfolgend langsamen größer werden. Entsprechend einer Wellenlänge, die durch die Modulation der Startgeschwindigkeiten bestimmt ist, bilden sich Verdichtungen und Verdünnungen, und letztendlich kommt es zum Einholen. Die globale Massenverteilung im Strahl wird also durch die zeitliche Folge verschiedener Geschwindigkeiten am Strahlursprung bestimmt. Dieser Laufzeiteffekt kann

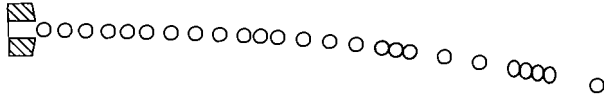


Abb. 9. Schematische Darstellung zur Erläuterung des Laufzeiteffektes

Zeichnung: Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

durch das Beispiel in Abb. 9 eindeutig gezeigt werden, weil es dabei zwischen den Teilchen vor ihrem Zusammentreffen keine Wechselwirkung gibt.

Wenn wir nun statt einzelner Teilchen einen kontinuierlichen Flüssigkeitsstrom betrachten und dabei annehmen, daß in dem Strahl keine Druckunterschiede herrschen und damit im Strahl keine Wechselwirkung stattfindet, dann erhält man auch die Massenverteilung als Folge des Laufzeiteffektes. Das wollen wir mit einer einfachen Theorie darlegen:

Grundlage der Berechnung ist die Vorstellung, daß der Druck im Strahl fast überall durch den konstanten Außendruck der Atmosphäre aufgeprägt wird und daß sich damit die Flüssigkeitselemente ohne gegenseitige Wechselwirkung im Schwerfeld bewegen.

Im einzelnen behandeln wir den Flüssigkeitsstrahl im Schwerfeld (Erdbeschleunigung g) als reibungsfreies, instationäres Problem ohne Oberflächenspannung. Druckunterschiede sollen nur an gewissen isolierten Stellen bestehen, die später (Abschnitt „Berechnung der Lamellen“) gesondert betrachtet werden. Damit sind die Geschwindigkeit $u(x,t)$ und der Strahlenradius $R(x,t)$ die den Strahl bestimmenden Strömungsgrößen; sie sind als Funktionen der Zeit t und der Lauflänge x zu bestimmen. Die Erhaltungsgleichungen von Impuls und Masse lauten damit für einen senkrecht nach unten ausströmenden Strahl:¹

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = g, \quad \frac{\partial R}{\partial t} + u \frac{\partial R}{\partial x} + \frac{R}{2} \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (3), (4)$$

Die Vorgabewerte am Strahlursprung sind: $R(0,t) = R_a$ und $u(0,t) = u_a(t)$ mit dem Austrittsradius R_a am Ende der Düse und der dort angegebenen Ge-

¹ Die folgende Betrachtung gilt für den senkrecht nach oben gerichteten Strahl (Springbrunnen) bei Ersetzung von g durch $-g$ und näherungsweise für den horizontal ausströmenden Strahl bei $g = 0$. Die Behandlung eines Flüssigkeitsstrahles mit beliebiger Orientierung im Schwerfeld wird von GRABITZ und MEIER [3] gegeben.

schwindigkeit $u_a(t)$. Zur Lösung dieser Gleichungen führen wir Lagrange-Koordinaten ein, gemäß

$$t = \vartheta, \quad x = u_a(\tau) (\vartheta - \tau) + \frac{g}{2} (\vartheta - \tau)^2. \quad (5), (6)$$

Statt den Strahl an einem bestimmten Ort x zur aktuellen Zeit t zu beschreiben, betrachten wir also nunmehr zur aktuellen Zeit die Strömungselemente, die durch ihre Startzeit τ numeriert sind. Durch die neuen Koordinaten verfolgen wir die von der Düse startenden Strömungselemente, die, da sie untereinander nicht in Wechselwirkung stehen, sich wie Körper im freien Fall bewegen. Die Transformation der Erhaltungsgleichungen (3), (4) führt dann auf Gleichungen, für die wir in den neuen Koordinaten die folgende geschlossene Lösung angeben können:

$$u(\vartheta, \tau) = u_a(\tau) + g (\vartheta - \tau), \quad (7)$$

$$R(\vartheta, \tau) = R_a \sqrt{\frac{u_a(\tau)}{\left| u_a(\tau) + \left(g - \frac{d u_a(\tau)}{d \tau} \right) (\vartheta - \tau) \right|}}. \quad (8)$$

Im Rahmen der Näherungsannahmen haben wir damit eine exakte Lösung für den instationären, runden Flüssigkeitsstrahl für beliebige Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeit am Ursprung.

Im folgenden wählen wir eine spezielle Geschwindigkeit am Düsenende: Die konstante Grundgeschwindigkeit U sei mit einer sinusförmigen Störung der relativen Amplitude ε und der Frequenz f überlagert. Wir benutzen nunmehr dimensionslose Größen, indem wir die Ortskoordinaten auf den Düsenendradius R_a , Geschwindigkeiten auf die Grundgeschwindigkeit U und Zeiten auf die Größe R_a/U beziehen. Drei dimensionslose Parameter werden in unseren Gleichungen auftreten: die Geschwindigkeitsstörung ε , die Froudezahl $G = g R_a/U^2$ und die dimensionslose Frequenz $\Omega = 2 \pi f R_a/U$.

Die Ortskoordinate x schreibt sich damit:

$$x(\vartheta, \tau) = (1 + \varepsilon \sin(\Omega \tau)) (\vartheta - \tau) + \frac{G}{2} (\vartheta - \tau)^2. \quad (9)$$

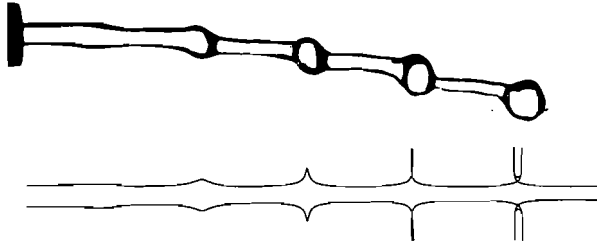


Abb. 10. Strahlform nach Gleichung (12) für $\Omega = 0,6$ und $\varepsilon = 0,05$ verglichen mit einem entsprechenden Foto

Foto: A. KLÖPPER

Die Geschwindigkeitsstörung am Strahlanfang ist:

$$u_a(\tau) = 1 + \varepsilon \sin(\Omega \tau) . \quad (10)$$

Die Geschwindigkeit im Strahl ist:

$$u(\vartheta, \tau) = 1 + \varepsilon \sin(\Omega \tau) + G (\vartheta - \tau) . \quad (11)$$

Und der mit dem Düsenradius R_a dimensionslos definierte Strahlradius ergibt sich zu:

$$R(\vartheta, \tau) = \sqrt{\frac{1 + \varepsilon \sin(\Omega \tau)}{|1 + \varepsilon \sin(\Omega \tau) + [G - \varepsilon \Omega \cos(\Omega \tau)] (\vartheta - \tau)|}} . \quad (12)$$

In Abb. 10 ist als Beispiel ein schwach gestörter ($\varepsilon = 0,05$) Strahl mit $\Omega = 0,6$ und $G = 0$ angegeben. Dazu wurde die Gleichung (12) mit Hilfe der Transformationsgleichung (9) für einen festgehaltenen Zeitpunkt ($\vartheta = \text{const}$) ausgewertet. Der Vergleich mit dem Foto eines entsprechenden Wasserstrahles zeigt eine gute Übereinstimmung im Anfangsbereich des Strahles. Im weiteren Verlauf führt die Wirkung der Oberflächenspannung zur Abrundung der Strahlform. Insbesondere zeigt das rechte Ende des berechneten Strahles einen Überholvorgang, der — wegen der dann wesentlich werdenden Wechselwir-

kung — in der Realität nicht auftreten kann. Der Vergleich zwischen Theorie und Experiment zeigt aber für den vorliegenden Fall, daß die globale Massenverteilung durch den Laufzeiteffekt gegeben wird und daß die Oberflächenspannung hier insofern eine Nebenrolle spielt. In dem gezeigten Beispiel

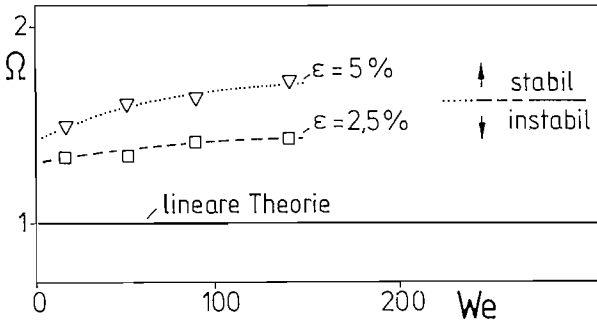


Abb. 11. Stabilitätsdiagramm für geschwindigkeitsgestörte Flüssigkeitsstrahlen

Zeichnung: Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

verstärkt die Wirkung der Oberflächenspannung die vom Laufzeiteffekt vorgegebene Tendenz zum Zerfall des Strahles. Wenn die Strömungsparameter in jenem Bereich liegen, wo die oben vorgestellte klassische Theorie eine Stabilität des Strahles voraussagt, wirkt die Oberflächenspannung gegen den Laufzeiteffekt.

Ein Maß für den Einfluß der Oberflächenspannung liefert die Weberzahl:

$$We = \rho U^2 R_a / \sigma . \quad (13)$$

Dabei sind ρ und σ die Dichte und die Oberflächenspannung der Flüssigkeit. Für kleine Weberzahlen ist der Einfluß der Oberflächenspannung bestimmend. In der Arbeit von MEIER u. a. [8] wird gezeigt, daß für Weberzahlen der Größenordnung $We > 10$ die Aufteilung der Wellen und der Strahlzerfall stark von dem Laufzeiteffekt geprägt werden.

Der Laufzeiteffekt verändert auch die Stabilitätsgrenze, die für die Oberflächenspannungsinstabilität errechnet wurde. Abb. 11 zeigt ein Stabilitätsdiagramm aus MEIER u. a. [8]. Die Stabilitätsgrenze für die Oberflächenspannungsinstabilität gemäß Gleichung (1) stellt sich in dem Diagramm als Linie

$\Omega = 1$ dar. Wie man sieht, zerfallen die Strahlen abhängig von der Weberzahl und der Stör-Amplitude ε noch für Frequenzen oberhalb dieser Grenze, also für kleinere Wellenlängen als λ_k gemäß Gleichung (1).

Der Einfluß des Laufzeiteffektes wird dominierend, wenn man zu hohen Weberzahlen und sehr großen Stör-Amplituden übergeht.

Berechnung der Lamellen

Im zweiten Teil des Filmes werden senkrecht nach unten strömende Strahlen gezeigt, deren Weberzahlen im Bereich $140 < We < 400$ liegen und deren Stör-Amplituden ε in der Größenordnung der Grundgeschwindigkeit U liegen. Es wurde angestrebt, trotz der großen Stör-Amplitude noch sinusförmige Modulationen zu erreichen.

Für diese Strahlen wollen wir hier unsere Theorie skizzieren. Sie ist ausführlich bei GRABITZ [2] dargestellt.

Grundlage der Berechnung ist die Vorstellung, daß der Druck im Strahl fast überall durch den konstanten Außendruck der Atmosphäre aufgeprägt wird und daß sich damit die Flüssigkeitselemente ohne gegenseitige Wechselwirkung im Schwerfeld bewegen. An gewissen, definierten Stellen, wo diese Annahme zu einem Widerspruch führt, wird ein Impulsaustausch berücksichtigt und zur Berechnung einer seitlichen Abströmung verwendet.

Als Grundlösung dient uns also unsere im vorigen Abschnitt dargestellte Laufzeittheorie. Wir bestimmen nun zunächst die zeitabhängige Stelle x_p unserer Grundlösung, an der zum ersten Mal eine Singularität auftritt, die einem Einholvorgang entspricht.

Wenn die Geschwindigkeitsstörung $\varepsilon > G/\Omega$ ist, hat die Lösung (12) Unendlichkeitsstellen an den Nullstellen des Nenners

$$N(\vartheta, \tau) = \frac{\partial x}{\partial \tau} = -1 - \varepsilon \sin(\Omega \tau) + [\varepsilon \Omega \cos(\Omega \tau) - G] (\vartheta - \tau) . \quad (14)$$

Die kürzeste Lauflänge $x(\vartheta, \tau) = x_p$, für die eine Unendlichkeitsstelle auftritt, ist die, für die außer $N = 0$ noch zusätzlich

$$\frac{\partial x^2}{\partial \tau^2} = 0 \quad (15)$$

gilt, weil nur so die Forderung erfüllt werden kann, daß x bezüglich τ monoton wachsend ist. Die Werte ϑ_p, τ_p , für die sich x_p ergibt, können aus den beiden

folgenden Bestimmungsgleichungen ermittelt werden, die sich aus (14) und (15) ergeben:

$$-1 - \varepsilon \sin(\Omega \tau_p) + [\varepsilon \Omega \cos(\Omega \tau_p) - G] (\vartheta_p - \tau_p) = 0 , \quad (16)$$

$$-2 \varepsilon \Omega \cos(\Omega \tau_p) + G - \varepsilon \Omega^2 \sin(\Omega \tau_p) (\vartheta_p - \tau_p) = 0 . \quad (17)$$

Hieraus können die Werte ϑ_p, τ_p unschwer numerisch ermittelt werden. Für den Spezialfall $G = 0$, d.h. ohne Wirkung der Schwerkraft, bekommt man die Lösung in geschlossener Form:

$$\tau_p = \frac{1}{\Omega} \arcsin\left(\frac{1}{2\varepsilon} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\varepsilon^2} + 8}\right) , \quad (18)$$

$$\vartheta_p = \tau_p - \frac{2}{\Omega} \operatorname{ctg}(\Omega \tau_p) , \quad (19)$$

$$x_p = [1 + \varepsilon \sin(\Omega \tau_p)] (\vartheta_p - \tau_p) . \quad (20)$$

Für spätere Zeiten $\vartheta > \vartheta_p$ erhält man für τ -Werte in der Umgebung von τ_p keine eindeutige Lösung in der $x\tau$ -Ebene. Der Pol bei ϑ_p, τ_p spaltet sich in zwei Pole auf, in deren Zwischenbereich eine dreifache Überdeckung vorliegt.

Ein auf der x -Achse dreifach überdecktes Intervall, wie es gemäß der im vorigen Abschnitt dargestellten Laufzeittheorie entstehen kann, ist in Abb. 12 aufgetragen. In der physikalischen Realität entspricht ein solches Intervall einem Bereich starken Impulsaustausches zwischen den Flüssigkeitselementen verschiedener Geschwindigkeit, die hier aufeinandertreffen. Wir idealisieren diesen Vorgang derart, daß wir dieses Staugebiet auf eine x -Position zusammenziehen, an der isoliert ein Staudruck vorliegt. Dort soll die Geschwindigkeit springen und eine seitliche Abströmung erfolgen. Vor und hinter dieser Sprungstelle $x_s(\vartheta) = x(\vartheta, \tau_1) = x(\vartheta, \tau_2)$ sind für eine gegebene aktuelle Zeit ϑ die Geschwindigkeiten $u_1(\vartheta) = u(\vartheta, \tau_1)$ und $u_2(\vartheta) = u(\vartheta, \tau_2)$ durch Gleichung (11) bekannt. Das Flüssigkeitsmaterial, das zwischen den Startzeiten $\tau_1(\vartheta)$ und $\tau_2(\vartheta)$ die Düse verlassen hat, fließt unter dem zu bestimmenden Winkel α seitlich ab.

Durch die Lagrange-Koordinaten $\tau_1(\vartheta) > \tau > \tau_2(\vartheta)$ sind die Flüssigkeitsteilchen gekennzeichnet, die seitlich herausgeströmt sind. Deren Volumen und

Impuls sind durch ihre Startwerte am Strahlanfang bekannt. Der Geschwindigkeitssprung gibt eine weitere Information, um den Massenstrom, die Geschwindigkeit und den Winkel der seitlichen Abströmung als Funktion der aktuellen Zeit zu bestimmen. Mit diesen Anfangsgrößen nehmen die Flüssig-

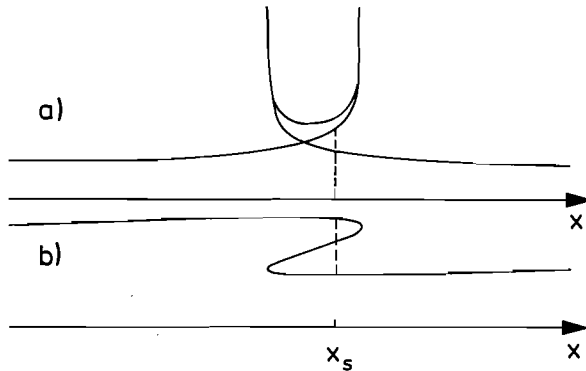


Abb. 12. Dreifach überdeckter Bereich der x -Achse nach Auftreten der ersten Nullstelle von Gleichung (14). a) Verlauf der Strahlgrenze gemäß Gleichung (9), (12); b) Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit gemäß Gleichung (9), (11).

Zeichnung: Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen

keitselemente für spätere Zeiten wechselwirkungsfrei bestimmte Positionen ein. Die Geschwindigkeitsänderungen im Strahl bewirken für die seitlich abgeströmten Flüssigkeitselemente eine Lageverschiebung bezüglich des Staupunktes, die zu der glockenartigen Form der seitlichen Abströmung führt.

Abb. 13 zeigt Rechenbeispiele mit verschiedenen Störampplituden, denen wir für einen qualitativen Vergleich Fotos gegenüberstellen, deren Störampplitude von links nach rechts ansteigt, aber nicht genau angegeben werden kann. In Abb. 14 ist das Foto eines Strahles mit bekannter Grundgeschwindigkeit und Störfrequenz ($U = 4,29 \text{ m/s}$, $f = 120 \text{ Hz}$) einer Rechnung mit entsprechenden Werten und einer Störampplitude von $\varepsilon = 50 \%$ gegenübergestellt. Die Störampplitude und die Phasenlage wurden so gewählt, daß Foto und theoretischer Strahl unmittelbar hinter der Düse, wo noch keine seitliche Abströmung stattgefunden hat, die gleiche Form haben. Insofern wird in Abb. 14 bezüglich der abgeströmten Flüssigkeitsschichten ein quantitativer Vergleich unserer Theorie mit einem Foto gegeben. Offensichtlich beschreibt unser einfaches analytisches

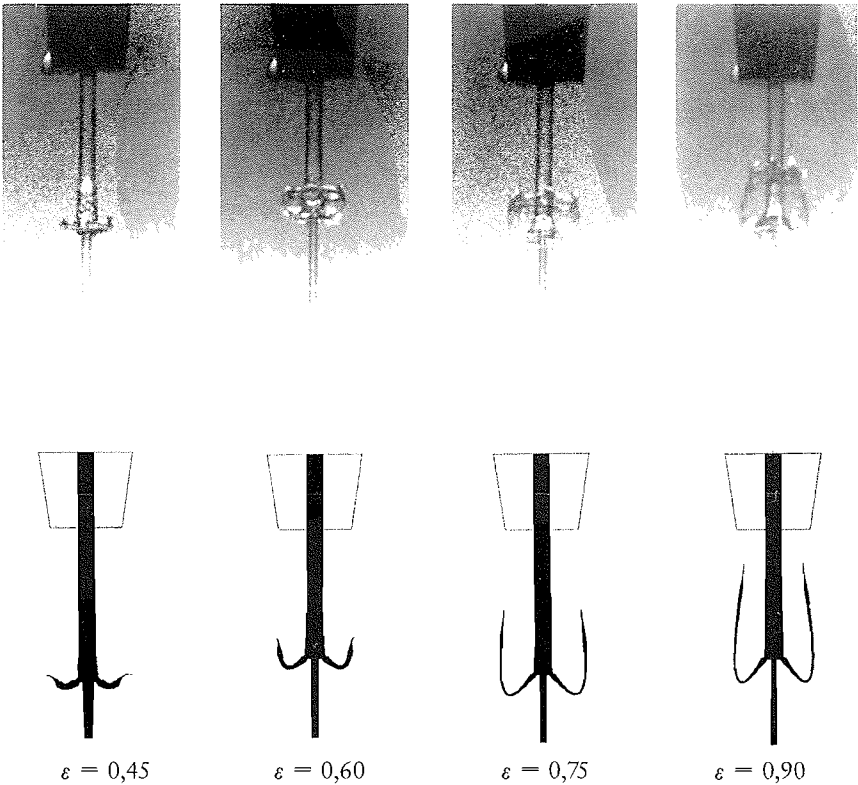


Abb. 13. Geschwindigkeitsgestörte Wasserstrahlen – Blitzlichtaufnahmen und Rechenbeispiele für verschiedene Störampplituden (Düsenradius $R_d = 1,6$ mm, Grundgeschwindigkeit $U = 4,29$ m/s) – qualitativer Vergleich

Foto: A. GRABITZ

Modell, das nur auf kinematischen Effekten aufbaut, sehr gut die Bildung der glockenförmigen Gebilde. Mit größer werdendem Abstand von der Düse kommt es zu Abweichungen der berechneten Formen von der Gestalt der „Kronen“ auf den Fotos. Das ist durch das Wirken der Oberflächenspannung erklärbar: Diese Formänderung entspricht der Krümmung der Flüssigkeitslamelle und der Verweilzeit der Flüssigkeitselemente, wodurch u. a. ein Zusammenziehen auf die Achse hin entsteht. Am freien Ende der Lamelle ist eine andere Wirkung der Oberflächenspannung erkennbar. Auf dem Rand der La-

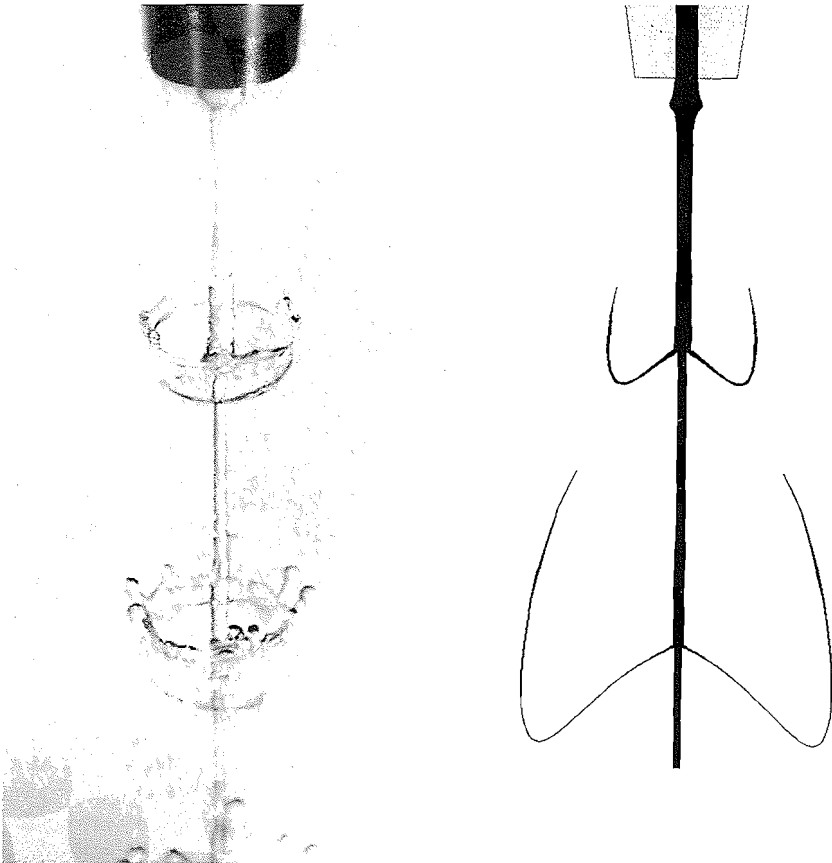


Abb. 14. Blitzlichtaufnahme und Rechenbeispiele für die zeitliche Entwicklung einer „Krone“ auf einem stark gestörten Wasserstrahl (Düsenradius $R_d=1,6$ mm, Grundgeschwindigkeit $U = 4,29$ m/s, Geschwindigkeitsstörampplitude für die Berechnung $\varepsilon = 0,5$)

Foto: A. GRABITZ

melle geben kleine Störungen eine Tendenz zur Bildung von Säulen, die dann in Tröpfchen zerfallen (vergleiche auch Abb. 15). Wegen dieses Effektes kann aber am Lamellenrand der vorher beschriebene Vorgang des Zusammenziehens auf die Achse hin nicht stattfinden, weil auf diesem Umfang die Lamelle nicht „intakt“ ist. Interessant ist, daß daher die Bewegungsbahnen der entstehenden Tröpfchen etwa der des berechneten Lamellenrandes entsprechen.

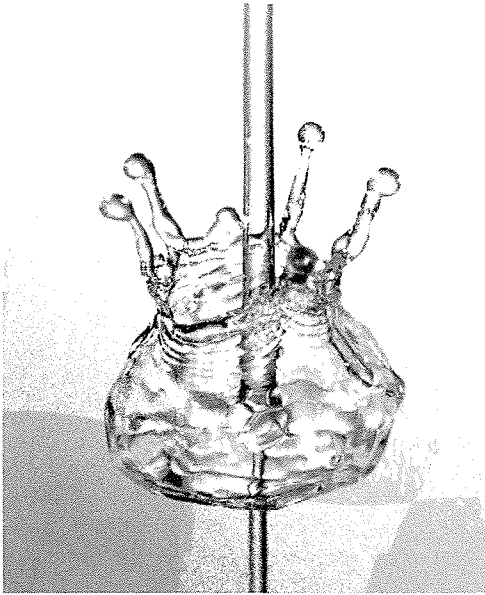


Abb. 15. Wasserkrone — auf der Wasserlamelle haben sich Säulen gebildet, von deren Enden sich Tropfen lösen

Foto: A. GRABITZ

Schlußbemerkungen

Wenn bei der Herstellung des vorliegenden Filmes Mühe darauf verwandt wurde, die Schönheit der Effekte wiederzugeben, so werden dabei gleichwohl wissenschaftlich interessante und teilweise neuartige Einsichten vermittelt.

Im ersten Teil des Filmes zeigt sich, daß selbst schwach gestörte Strahlen, deren Zerfall gewöhnlich als ein Resultat der Oberflächenspannungsinstabilität angesehen wurde, wesentlich durch Laufzeiteffekte beeinflusst werden können. Im Falle niedriger Störfrequenzen unterstützen sich diese beiden Mechanismen bei der Anfachung der Störungen. Bei hohen Frequenzen verursacht die Oberflächenspannung eine Dämpfung der Welligkeit, und so ergibt sich ein interessantes Phänomen, das wir unserer Meinung nach erstmalig gezeigt haben: Nach einer deutlichen Anfachung der Störung unmittelbar hinter der Düse wird der Strahl stromabwärts glatter und stabilisiert sich.

Im zweiten Teil des Filmes ergibt sich, daß die Strahlen mit hohen Weberzahlen und mit Geschwindigkeitsstörungen in der Größenordnung der Grundgeschwindigkeit überwiegend von kinematischen Vorgängen geprägt werden. Anhaltspunkte dafür werden im Film besonders eindrucksvoll durch zwei

Szenen geliefert: Ein in eine Wasserkrone eingeführter Finger zerstört die Krone nur in der unmittelbaren Umgebung des Fingers, und bei einer Drehung der Düse drehen sich die Zacken der Krone im gleichen Sinne mit.

Der eigentliche wissenschaftliche Beweis für die nur sekundäre Rolle der Oberflächenspannung bei der Entstehung der Wasserkronen wird freilich erst durch unserer Theorie geliefert, die im Film nur kurz erwähnt wird, aber in dieser begleitenden Publikation erläutert wurde: Durch ein analytisches Berechnungsmodell konnte, ohne Berücksichtigung der Oberflächenspannung, die kompliziert scheinende Strömung verblüffend einfach beschrieben werden. Es liegt die Vermutung nahe, daß einfache kinematische Vorgänge auch andere instationäre Prozesse stark prägen. Unser Konzept des Laufzeiteffektes gibt sogar Hinweise für die Erklärung von Erscheinungen im Zusammenhang mit dem weitgehend ungelösten Problem der instationären Ablösung (MEIER u. a. [7]).

Bibliographie

- [1] GRABITZ, A.: Dokumentation einiger Phänomene des periodisch gestörten Wasserstrahles. MPI Strömungsforsch., Göttingen, Ber. 106/1989 (Praktikumsarbeit).
- [2] GRABITZ, G.: Berechnung pulsierender Flüssigkeitsstrahlen. MPI Strömungsforsch., Göttingen, Ber. 15/1990.
- [3] GRABITZ, G., und G. E. A. MEIER: Über Laufzeitinstabilitäten in Flüssigkeitsstrahlen. Z. Angew. Math. Mech. (ZAMM) 63 (1983), T255–T257.
- [4] GRABITZ, G., und G. E. A. MEIER: Laufzeiteffekte beim geschwindigkeitsgestörten Flüssigkeitsstrahl. Z. Angew. Math. Mech. (ZAMM) 71,5 (1991), T471–T474.
- [5] KLÖPPER, A.: Der Einfluß von Laufzeiteffekten auf den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen. MPI Strömungsforsch., Göttingen, Ber. 14/1987 (Diplomarbeit).
- [6] KOZLOV, V.V., und A.V. DOVGAL (Hrsg.): Separated Flows and Jets. Berlin 1991 (IUTAM-Symposium on separated flows and jets, Novosibirsk, USSR, 1990).
- [7] MEIER, G. E. A., K. EHRENFRIED, M. REIN und G. GRABITZ: Wave Models for Unsteady Separation and Jets. In: KOZLOV und DOVGAL [6], 503–512.
- [8] MEIER, G. E. A., A. KLÖPPER und G. GRABITZ: The Influence of Kinematic Waves on Jet Breakdown. Exper. Fluids. 12 (1992), 173–180.
- [9] MÜLLER, A., und S. GROSSMANN: Surface Excitations of a Compressible Cylindrical Liquid. Z. Naturforsch. 40a (1985), 968–975.
- [10] RAYLEIGH, J.W. LORD: On the Instability of Jets. Proc. London Math. Soc. X, 4 (1879), 361–371.
- [11] STASIKI, B.: Convert V_c to Duty Cycle. Electron. Des. Bd. 8, Nr. 21 (Nov. 1990), 135 f.

Angaben zum Film

Tonfilm (Komm., deutsch od. engl.), 16 mm, farbig, 174 m, 16 min (24 B/s). Hergestellt 1989/90, veröffentlicht 1991.

Das Filmdokument ist für die Verwendung in Forschung und Hochschulunterricht bestimmt. Die Aufnahmen entstanden unter der Leitung von Prof. Dr. G. E. A. MEIER und Dr. G. GRABITZ, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen. Aufgenommen, bearbeitet und veröffentlicht durch das Institut für den Wissenschaftlichen Film, Göttingen, Dr. G. GLATZER; Kamera und Schnitt: G. MATZDORF.

Inhalt des Films

Zerfall pulsierender Wasserstrahlen. Wechselwirkung von Laufzeiteffekten und Oberflächenspannung (Rayleigh-Instabilität) in einem Flüssigkeitsstrahl mit Geschwindigkeitsmodulation. Grundgeschwindigkeiten: 4 m/s und 2 m/s; Düsendurchmesser: 3,2 mm bzw. 5 mm; Störampplituden: 0 bis 5 %. Druckkammer mit Pulsator, Drucksonde und Anemometer. Zerfall in Tropfen. Zeitdehneraufnahmen (20–200 Hz) mit synchroner stroboskopischer Beleuchtung. Überholeffekte. Im horizontalen Strahl: Perlenketten und Schirme. Im vertikalen Strahl: Kronen, Flaschen und Blasen.

Film Summary

Breakdown of Pulsating Water Jets. Interaction of running-time effects and surface tension (Rayleigh instability) in a fluid beam with velocity modulation. Basic velocities: 4 m/s and 2 m/s; jet diameter: 3.2 mm or 5 mm; disturbance amplitudes: 0 to 5 %. Pressure chamber with pulsator, pressure probe, and anemometer. Decay in drops. Slow motion photography (20–200 Hz) with synchronous stroboscopic illumination. Overlap effects. In a horizontal beam: bead chains and umbrellas. In a vertical beam: crowns, bottles, and bubbles.

Résumé du Film

Ségrégation de jets d'eau pulsants. Action mutuelle des effets du temps de propagation et de la tension superficielle (instabilité de Rayleigh) à l'intérieur d'un jet liquide sous modulation de la vitesse. Vitesses du départ: 4 m/s et 2 m/s; diamètre de la tuyère d'écoulement: 3,2 mm ou 5 mm; amplitudes extrinsèques: de 0 à 5 %. Chambre de pression avec corps pulsatoire, tube piézométrique et anémomètre. Ségrégation en gouttes. Prise de vue cinématographique à dilatation du temps (de 20 à 200 Hz) avec illumination synchrone stroboscopique. Effets de dépassement. Effets du jet horizontal: perles enfilées et parapluies. Effets du jet vertical: couronnes, bouteilles, bulles.

Danksagung

Wir danken Herrn Dr. G. Glatzer und Herrn G. Matzdorf vom Institut für den Wissenschaftlichen Film in Göttingen für die gute Zusammenarbeit bei der Herstellung dieses Filmes. Bei der Vorbereitung und der Durchführung der Aufnahmen halfen uns die Herren P. Koperski, B. Sommerlade und A. Grabitz. Wertvolle Hilfestellung bei elektronischen Problemen gab uns Herr Dr. B. Stasiki. Bei der Herstellung des Filmes konnten wir uns auch auf Vorarbeiten von Herrn A. Klöpffer stützen, der früher im Rahmen einer Diplomarbeit an der Apparatur gearbeitet hatte.