

Mikro-Jets und Gewitterwolken

Stabilität und Zerfall hochgeladener Flüssigkeitströpfchen

Thomas Leisner

Hochgeladene Wolkentröpfchen spielen eine wichtige Rolle bei der Entstehung von Gewittern. Ladungstrennung und -transport in solchen Wolken sind bis heute nicht endgültig verstanden – Laborexperimente können dabei helfen. Sie zeigen, wie sich winzige Jets ausbilden, mit denen sich die Tröpfchen unter bestimmten Bedingungen schlagartig entladen.

Einer der faszinierendsten Effekte der Fluidynamik ist die Ausbildung feiner Jets an der Oberfläche elektrisch leitfähiger Flüssigkeiten, die äußeren elektrischen Feldern ausgesetzt werden. Dieses Phänomen tritt in einer Vielzahl von physikalischen Situationen auf, unter anderem auch beim Verdampfen von Gewitterwolken. Technologisch wird es bei der Elektrospray-Technik, z. B. bei der Zerstäubung von Lacken genutzt. Aber auch die Massenspektroskopie großer Biomoleküle konnte im letzten Jahrzehnt damit revolutioniert werden. Angesichts dieser Bedeutung erhielt der Pionier der Elektrospray-Forschung, John Fenn von der Yale Universität, den Nobelpreis für Chemie des Jahres 2002.

Das wissenschaftliche Interesse an der Dynamik geladener Flüssigkeiten geht auf Arbeiten von Lord Rayleigh aus dem Jahre 1884 zurück. Er berechnete erstmals das heute so genannte Rayleigh-Limit, das ist die maximale Ladung, die ein flüssiger Tropfen mit Radius a und Oberflächenspannung σ tragen kann, ohne instabil zu werden [1] (s. Infokasten „Rayleighs Ergebnisse“). Im Hinblick auf Ladungsmengen weit jenseits dieses Limits enthält seine Arbeit die folgende bemerkenswerte Notiz: „... the liquid is thrown out in fine jets, whose fineness however has a limit“. Dies ist die erste Erwähnung des heute als Rayleigh-Jets bekannten Phänomens. Rayleigh machte allerdings keinerlei Angaben darüber, wie er dieses Ergebnis erhalten hatte oder wodurch der Durchmesser der Jets bestimmt ist. Im Experiment wurden Jets aus hochgeladener Flüssigkeit erstmals von Zeleny und Taylor [2] beobachtet. Letzterer setzte Flüssigkeitsoberflächen starken elektrischen Feldern aus und beobachtete daraufhin die Ausbildung von kegelförmigen Erhebungen



(Taylor-Kegel oder -Cones), aus deren Spitzen feine Flüssigkeitsjets austraten. Später gelang es Taylor für einen stationären Jet, wie er bei der Elektrospray-Technik auftritt, den vollen Öffnungswinkel der Kegel zu $2\theta_T = 98,6^\circ$ zu berechnen [3].

In der Folgezeit wurde Rayleighs Arbeit Grundlage für ganz andere Aspekte der modernen Physik. Niels Bohr zog sie beispielsweise zur Erklärung der Kernspaltung heran und half so, das Tröpfchenmodell des Atomkerns zu begründen. Atomkerne tragen im Gegensatz zu Tröpfchen jedoch eine Volumenladung, sodass hier oberhalb des Stabilitätslimits keine Jetbildung, sondern eine annähernd symmetrische Spaltung zu beobachten ist. In neuerer Zeit gelang es mithilfe der Rayleighschen Theorie, die Stabilität vielfach geladener atomarer und molekularer Cluster vorherzusagen.

Trotz seiner Bedeutung und trotz vieler Anläufe entzog sich das eigentliche Problem Rayleighs – der Verlauf der Instabilität hoch geladener flüssiger Tropfen nach dem Überschreiten des Stabilitätslimits – bis vor kurzem einer detaillierten experimentellen Analyse. Bis heute fehlt eine komplette quantitative theoretische Beschreibung. In seiner Originalarbeit betrachtet Rayleigh infinitesimale Auslenkungen eines geladenen Tröpfchens von der Kugelform und kann daher keine

Wenn's blitzt und donnert, haben sich zuvor Mikrometer-große Wassertröpfchen elektrisch stark aufgeladen. (Foto: Corbis Digital Stock)

KOMPAKT

- ▶ In einem elektrischen Feld kann ein geladenes Tröpfchen einer leitfähigen Flüssigkeit beim Verdampfen instabil werden.
- ▶ Das Mikrometer-große Tröpfchen bildet dann spontan einen feinen Jet und entleert sich so typischerweise eines Drittels seiner Oberflächenladung.
- ▶ Zeitaufgelöste Fotos solcher Tröpfchen samt der kurzlebigen Rayleigh-Jets zeigen detailliert die Entstehung und den Verlauf dieser so genannten Coulomb-Instabilität.

Prof. Dr. Thomas Leisner, Institut für Physik, TU Ilmenau, Postfach 100565, 98684 Ilmenau

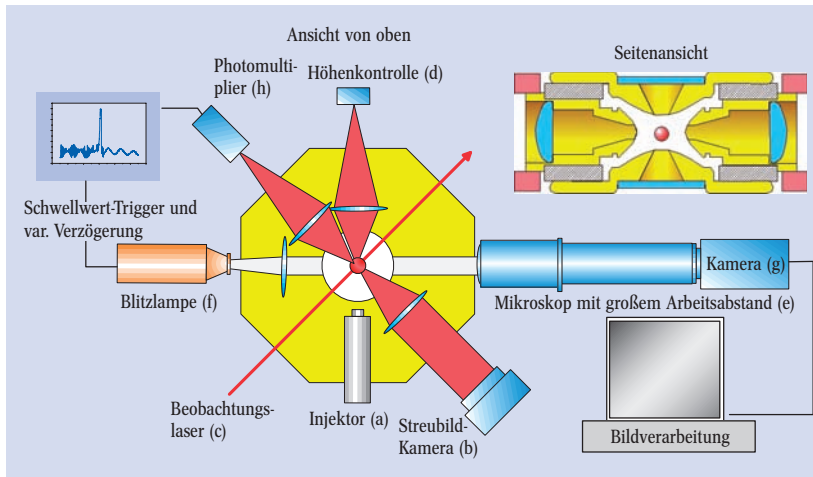


Abb. 1: Im Experiment werden Tröpfchen mit einem Anfangsradius von etwa $40 \mu\text{m}$ mit einem Piezo-getriebenen Injektor (a) in den Levitator eingeschossen. Durch Analyse der winkelabhängigen Mie-Streuung (b) eines HeNe-Lasers (c) am levitierten Tropfen lassen sich Tröpfchengröße und Brechungsindex während des Experimentes mit hoher Präzision und Zeitauf- lösung bestimmen. Gleichzeitig wird die vertikale Position des Tropfens während der Speicherzeit durch eine Regelschlei- fe (d) konstant gehalten. Hierdurch ist – ähnlich wie in einer Milikan-Waage – auch das Verhältnis von Ladung zu Masse des Tropfens immer bekannt. Ein Mikro- skop mit langem Arbeitsabstand (e), eine triggerbare Blitzlampe (f) und eine Kamera (g) erlauben es, zu wohl definierten Zeiten nach dem Erreichen der Instabi- litätsgrenze mikroskopische Aufnahmen des Tröpfchens mit einer sehr kurzen Belichtungszeit ($\sim 10 \text{ ns}$) zu machen. Das von einem Photomultiplier (h) detektierte Streulicht-Signal des Tropfens dient als Indikator für die einsetzende Coulomb- Instabilität.

Aussagen über den weiteren Verlauf der einsetzenden Instabilität geben. Dennoch postuliert er das Auftreten von Jets für Tropfen, die eine Ladung weit über dem Stabilitätslimit tragen. Diese Vorhersage von Jets unter der – wie wir heute wissen – nicht notwendigen Voraussetzung einer Spaltbarkeit (Fissilität, vgl. Infokasten) deutlich größer als eins zusammen mit der in Rayleighs Arbeiten fehlenden Begründung für die Jets erlauben Spekulationen, ob Rayleigh bereits über experimentelle Evidenz für die Bildung von Jets verfügte.

Während die Taylor-Kegel und die daraus austretenden Jets bei der Elektro spray-Technik recht makro- skopische stationäre Objekte sind, soll es im Folgenden um die wesentlich feineren und dynamischen Jets aus freien hoch geladenen Mikrotröpfchen gehen. In der Atmosphärenphysik sind solche Tröpfchen ein wich-

tiger Faktor bei der Entstehung von Gewitterwolken. Gewitterstürme insbesondere in den Tropen transportieren in großem Ausmaß positive Ladungen in die Ionosphäre und negative Ladungen zum Erdboden. Sie sind damit der Dynamo, der den globalen elektrischen Kugelkondensator, als welchen sich das System aus Ionosphäre und Erde beschreiben lässt, ständig auflädt. Die Dynamik von Ladungstrennung und Ladungstransport in solchen stark konvektiven Wolken ist bis heute nicht endgültig verstanden.

Die Coulomb-Instabilität und die damit verbundene Zerstäubung könnten in den Gewitterwolken für Ladungstrennungsprozesse und auch für die Dynamik der Niederschlagsbildung von Bedeutung sein. Neuerdings wird auch der Einfluss der vertikalen elektrischen Ströme in der Erdatmosphäre auf die Dynamik von Wolken diskutiert [4]. Solch ein Einfluss könnte die oberen und unteren Atmosphärenschichten koppeln und damit einen Einfluss der Sonnenaktivität auf das Wettergeschehen vermitteln. Derartige Zusammenhänge werden unter anderem seit einem Jahr in dem von der DFG geförderten Schwerpunktprogramm „CAWSES Climate and Weather of the Sun Earth System“ erforscht [5].

Tröpfchen in der Falle

In unserem Labor untersuchen wir die Dynamik von geladenen Wolkentröpfchen in einem elektrodynamischen Levitator unter realistischen atmosphärischen Bedingungen (Abb. 1). Die Levitation in einer elektrodynamischen Paul-Falle erlaubt es, individuelle Wolkentröpfchen unter dem Lichtmikroskop über einen langen Zeitraum zu beobachten sowie ihre Transformationen durch Mikro-Raman- und Infrarotspektroskopie zu analysieren.

Abbildung 2 illustriert das typische Verhalten eines hoch geladenen Wassertröpfchens, welches im Levitator kontinuierlich verdunstet. Es verliert ausschließlich neutrale Wassermoleküle, da Ionen über die Ladungs-Dipol-Wechselwirkung wesentlich stärker an den Tropfen gebunden sind. Der massive Ladungsverlust bei t_1 erscheint bei der hier verwendeten Zeitauf- lösung ($\sim 1 \text{ ms}$) instantan und findet ohne eine messbare Verringerung des Tröpfchenradius statt. Wir konnten insgesamt bis zu zehn aufeinanderfolgende Instabi- litäten einzelner Wassertröpfchen beobachten. Die Ladungsmenge, die bei einer Instabilität verloren geht,

Rayleighs Ergebnisse

Rayleigh gelang es zu zeigen, dass für kleine zylinder- symmetrische Auslenkungen eines geladenen Tropfens aus der Kugelform, für welche die Tropfenform in Polarkoordinaten durch

$$r(\vartheta) = a_0 + \sum_{l=1}^{\infty} a_l P_l(\cos \vartheta),$$

mit $a_l \ll a_0$ und den Legendre-Polynomem P_l dargestellt werden kann, die a_l die Normalkoordinaten der Tropfenschwingungen sind und damit die P_l die Auslenkungen der Eigenmoden darstellen. (Abb.). Die Eigenfrequenzen dieser Moden sind durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\omega_l^2 = \frac{l \cdot (l-1)}{a^3 \rho} \left((l+2) \sigma - \frac{Q^2}{16\pi^2 \epsilon_0 a^3} \right),$$

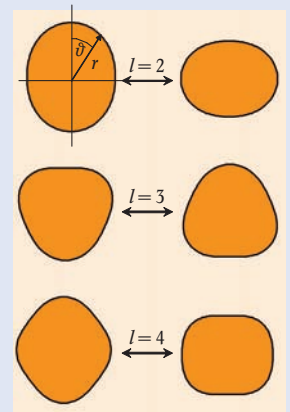
wobei Q die Ladung und ρ die Dichte des Tropfens ist. Diese Beziehung ergibt sich aus der Entwicklung der kinetischen, elektrostatischen und Oberflächenenergie des Tropfens nach den a_n [11] unter Annahme einer inkompressiblen und nicht viskosen Flüssigkeit.

Offensichtlich ergeben sich stabile Schwingungen nur für $l \geq 2$, wobei die Eigenfrequenz mit wachsendem l zunimmt. Ebenso

nimmt die Frequenz der Moden mit zunehmender Ladung Q der Tropfen ab, bis sie oberhalb einer kritischen Ladung imaginär wird, was eine Instabilität kennzeichnet. Dies tritt bei zunehmender Ladung zunächst für die Quadrupol-Schwingung mit $l = 2$ auf. Rayleigh identifizierte daher die Größe

$$Q_{\text{crit}} = 8\pi \cdot \sqrt{\epsilon_0 \sigma a^3}$$

als Stabilitätslimit eines geladenen Tropfens. Später wurde die dimensionslose Größe Fissilität (Spaltbarkeit) $X = Q^2 / (64\pi^2 \epsilon_0 \sigma a^3)$ eingeführt. Das Rayleigh-Limit wird dann durch $X=1$ beschrieben.



Multipolschwingungen der Ordnungen $l = 2, 3$ und 4 .

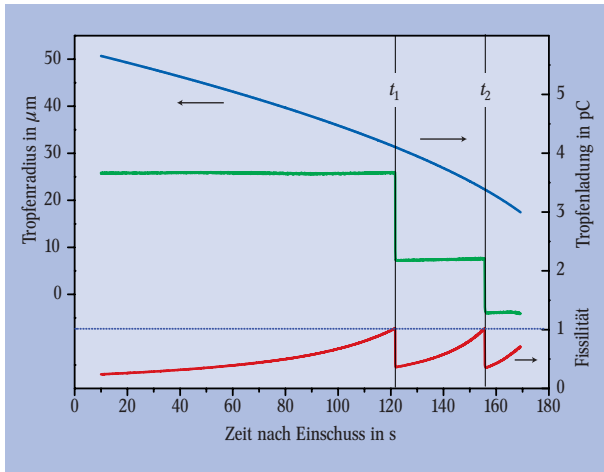


Abb. 2: Ein verdampfender levitierter Wassertropfen verliert kontinuierlich an Masse, d. h. sein Radius nimmt monoton ab (oben), während seine Ladung konstant bleibt (Mitte). Die Fissilität (unten) steigt demnach während des Verdampfens zunächst monoton an, bis sie zum Zeitpunkt t_1 die kritische Schwelle der Instabilität erreicht. Exakt zu diesem Zeitpunkt beobachten wir einen plötzlichen Ladungsverlust, der nahezu ein Drittel der Gesamtladung und damit ca. 10^5 Elementarladungen umfasst. Dies ist das charakteristische Kennzeichen einer Coulomb-Instabilität. Nach der Instabilität verdampft der Tropfen weiter, und das oben beschriebene Verhalten wiederholt sich im Punkt t_2 , wo die Fissilität wieder den Wert eins erreicht.

schwankt je nach Leitfähigkeit der Flüssigkeit zwischen etwa 25 % und 45 % der Gesamtladung.

Beim Erreichen des Rayleigh-Limits verfügt der Tropfen offenbar über einen Zerfallskanal, bei dem in einem kollektiven Prozess ein beträchtlicher Teil der Ladung, aber nur ein verschwindender Bruchteil der Masse ausgestoßen wird. Um die dahinter verborgenen mikroskopischen Vorgänge aufzuklären, haben wir den Verlauf der Instabilität zeitaufgelöst detektiert.

Das Streulicht-Signal des Tropfens dient als Indikator für die einsetzende Coulomb-Instabilität (Abb. 3). Vor Erreichen des Stabilitätslimits oszilliert das Detektorsignal in Phase mit dem elektrischen Wechselfeld des Levitators. Aus der sorgfältigen Analyse dieses stark modulierten Signals erhält man die Amplitude der Quadrupolschwingung [6], die dem Tröpfchen durch das Feld des Levitators aufgezungen wird. Kurz bevor die Instabilität erreicht ist, beträgt die maximale Abweichung des Tröpfchens von der Kugelform etwa $1 \mu\text{m}$. Zum Zeitpunkt der Instabilität beobachten wir einen rapiden Anstieg der Streulichtintensität, welcher zur

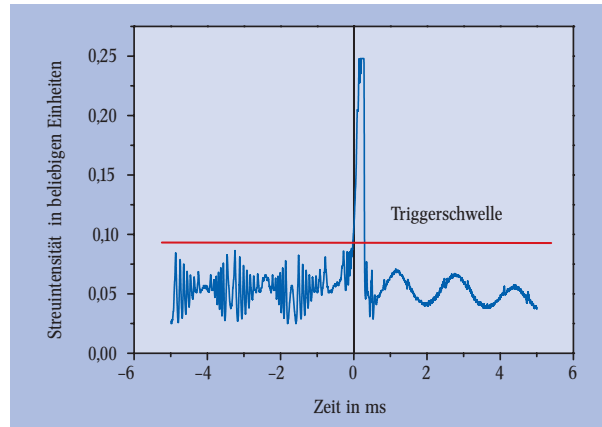


Abb. 3: Das Streulicht eines levitierten Wassertropfens dient als Indikator für das Einsetzen der Coulomb-Instabilität bei $t = 0$.

Definition des Zeitnullpunktes dient und nach einer elektronisch einstellbaren Verzögerungszeit die Blitzlampe und die Kamera triggert. Der starke Anstieg der Streulichtintensität deutet bereits darauf hin, dass sich die Geometrie des Tröpfchens während der Instabilität dramatisch ändert. Er lässt sich im Rahmen der geometrischen Optik verstehen und resultiert hauptsächlich aus einer Fokussierung des Streulichtes durch die elliptische Form des Tröpfchens. Wird der Streulichtverlauf zeitlich hoch aufgelöst, so lassen sich wertvolle Informationen über den Verlauf der Instabilität gewinnen, dies soll aber nicht Gegenstand dieses Beitrags sein. Nachdem das nun schwächer geladene Tröpfchen nach einigen hundert Mikrosekunden wieder zur Kugelform zurückgekehrt ist, schwingt es mit stark verringerter Amplitude im Takt des Levitators.

Die ersten fotografischen Aufnahmen der Coulomb-Instabilität von Tröpfchen aus Ethylenglykol zeigten die Ausbildung von Rayleigh-Jets und deren Zerfall in insgesamt ca. 100 kleine Tochtertröpfchen, die insgesamt viel Ladung, aber nur sehr wenig Masse vom Tropfen abführen, in bislang unerreichter Klarheit [7]. Gegenüberliegende Jets treten dabei immer dann auf, wenn das Tröpfchen vor der Instabilität exakt im Zentrum der Falle war. Anderenfalls wurden auch einzelne Jets aus einem der Spindelenden beobachtet, die dann zu einem starken Rückstoß auf das Muttertröpfchen führten. Dieser lässt sich in Zukunft zur weiteren Analyse der Jetdynamik nutzen. Spindelform sowie Dicke und Länge der Jets sind unabhängig von der Fallenspannung und treten auch bei abgeschalteter Falle auf. Sie sind daher Charakteristika der Coulomb-Instabilität.

Durch wiederholte Experimente mit variabler Verzögerungszeit lässt sich eine Sequenz von Moment-

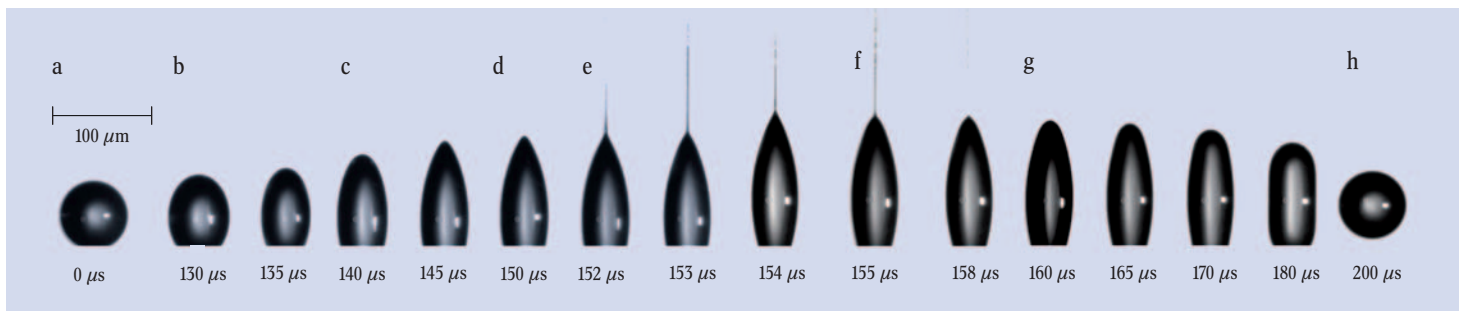
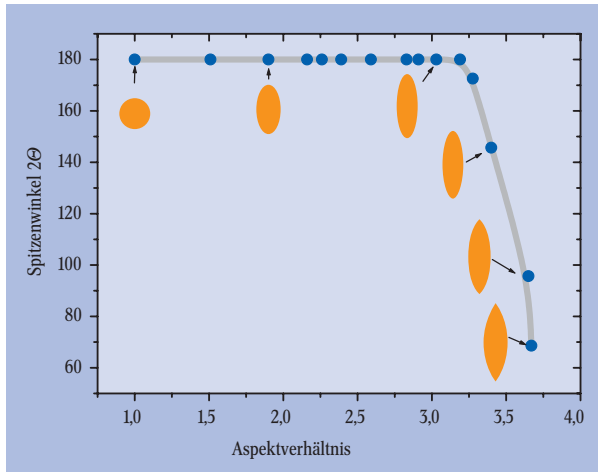


Abb. 4: Sequenz von Momentaufnahmen der Coulomb-Instabilität eines Glykoltropfens. Das beim Erreichen der Stabilitätsgrenze noch kugelförmige Tröpfchen (a) hat sich nach $130 \mu\text{s}$ (b) zu einem prolaten Rotationsellipsoiden verformt, dessen Aspektverhältnis schnell zunimmt (c). Oberhalb

eines Aspektverhältnisses von etwa 3,5 beginnen die Apexpunkte zunehmend von der elliptischen Form abzuweichen und formen Spitzen (d), aus welchen schließlich die feinen Flüssigkeitsstrahlen in entgegengesetzter Richtung austreten (e). Während sich die Jets abschnüren, beginnen sie

bereits in einzelne sehr kleine Tröpfchen zu zerfallen (f). Die Spitzen des großen Resttropfens runden sich nun schnell ab (g) und der Tropfen zieht sich wieder zur Kugelform zusammen (h), wobei je nach Viskosität der Flüssigkeit ein Nachschwingen zu beobachten ist.

Abb. 5: Während der Instabilität weicht die Tropfenform jenseits eines Aspektverhältnisses von 3 von der ellipsoidalen Form ab.



*) Da in unseren Experimenten hochreines Wasser ohne Wandkontakt in der Schwebelage gehalten wird, lässt es sich problemlos bis ca. -37 °C unterkühlen, bevor die sog. homogene Nukleation einsetzt.

aufnahmen gewinnen (Abb. 4). Der gesamte Vorgang dauert für Tropfen aus Ethylenglykol ca. $200\ \mu\text{s}$, wobei der größte Teil dieser Zeit auf das langsame anfängliche Ausdehnen in die elliptische Form entfällt. Der Ausstoß der Jets selbst dauert nur wenige Mikrosekunden, die Flüssigkeit im Jet erreicht dabei Geschwindigkeiten von über $100\ \text{m/s}$. Empirisch zeigt sich, dass sich die Tropfenform vor und während der Instabilität sehr gut durch Rotationskörper aus Ellipsensegmenten beschreiben lässt (s. Infokasten „Eine analytische Beschreibung...“). Neben dem konstanten Volumen hat ein solcher Spindelkörper nur zwei freie Parameter: das Aspektverhältnis und der Spitzenwinkel 2Θ . Rotationsellipsoiden entsprechen $2\Theta = 180^\circ$, kleinere Winkel beschreiben spitz zulaufende Pole. Abbildung 6 zeigt den Verlauf der Instabilität als Koordinatenlinie in einem Diagramm von Aspektverhältnis und Spitzenwinkel. Man erkennt, dass Abweichungen von der ellipsoidalen Form erst auftreten, nachdem das Aspektverhältnis einen Wert von 3 überschritten hat. Dann allerdings sinkt der Spitzenwinkel sehr schnell bis zu einem Wert von knapp

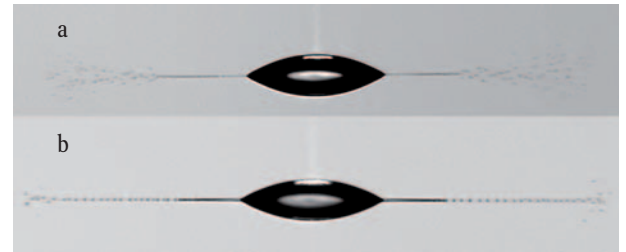


Abb. 6: Die Ausprägung der Jets unterscheidet sich stark bei Wasser unterschiedlicher Temperatur. Im Wasser bei Raumtemperatur ist der Jet sehr dünn und zerfällt in sehr viele sehr kleine Tochtertropfen (a), während der Jet aus einem Wassertröpfchen bei -25 °C) wesentlich dicker ist, nur sehr geringe Geschwindigkeiten von ca. $20\ \text{m/s}$ erreicht und in wenige große Tochtertropfen zerfällt (b).

unter $2\Theta = 60^\circ$. Dies ist ein wesentlich kleinerer Wert als der Spitzenwinkel in den stationären Taylor-Kegeln. Eine Erklärung für das Auftreten derart scharfer Spitzen steht bislang aus, sie dürfte mit der dynamischen Natur der Coulomb-Instabilität zusammenhängen.

Experimente wie das oben beschriebene wurden in unserer Arbeitsgruppe bisher an vielen tausend Tropfen aus Ethylenglykol und Glycerin sowie an den für die Atmosphäre relevanteren Tröpfchen aus Wasser, Schwefelsäure- und Salzlösungen bei Temperaturen zwischen -40 °C und $+80\text{ °C}$ durchgeführt. Diese Experimente zeigen deutlich, dass die in Abb. 5 gezeigte Verformung der Tropfen bis zum Moment der Jetbildung universell ist und im Rahmen der bislang untersuchten Systeme weder von der Oberflächenspannung noch von Viskosität, Leitfähigkeit oder Temperatur der Flüssigkeit abhängt. Die Geschwindigkeit der Tropfenverformung und damit die Dauer bis zum Ladungsausstoß hängt allerdings von der Viskosität der Tropfens ab und skaliert beispielsweise für Glykoltröpfchen variabler Temperatur mit $\eta^{3/2}$ [8]. Die Rückwärtsbewegung nach dem Ladungsverlust hängt im Gegensatz dazu stark von der Oberflächenspannung und der Viskosität ab. Man beobachtet je nach Flüssigkeit auch Einschnür- und Überschwingeffekte, die hier nicht weiter diskutiert werden sollen.

Im letzten Absatz seiner grundlegenden Arbeit postulierte Lord Rayleigh einen nach unten hin limitierten Durchmesser der Jets. Im Gegensatz zu dem oben beschriebenen universellen Verhalten beobachten wir, dass Dicke und Geschwindigkeit der Jets stark von der Leitfähigkeit der Flüssigkeit abhängen. Es zeigt sich, dass schwach leitfähige Flüssigkeiten wie Glykol und Glycerin sowie unterkühltes Wasser sehr dicke und relative langsame Jets ausbilden, während etwas höher leitfähige Flüssigkeiten wie Wasser bei Raumtemperatur dünne und schnelle Jets erzeugen (Abb. 6). Für noch höher leitfähige Flüssigkeiten wie Salzlösungen sind die Jets nicht mehr erkennbar. Ob sich darin überhaupt hydrodynamische Jets ausbilden, deren Dicke dann im Nanometer-Bereich liegen würde, ist noch nicht bekannt und Gegenstand aktueller Untersuchungen.

Ausblick

Die Coulomb-Instabilität und die Bildung von Jets waren seit Rayleighs Originalarbeit Gegenstand einer Vielzahl von theoretischen Arbeiten. Parallel zu den experimentellen Fortschritten zeichnet sich auch hier ein vertieftes Verständnis der stark nichtlinearen Dynamik bei großen Abweichungen von der Kugelform ab. Insbesondere die Verformung des anfänglich runden

Eine analytische Beschreibung für spindelförmige Objekte

Die folgende analytische Form erleichtert die Auswertung der Tropfenform während der Instabilität und erlaubt das leichte Vergleichen verschiedener Experimente: Gegeben sei ein Ellipsenbogen mit großer Halbachse l und kleiner Halbachse d , der um einen Faktor μ entlang der kleinen Halbachse verschoben ist:

$$y(x) = d \cdot \left(\sqrt{1 - x^2 / l^2} - \mu \right),$$

(Abb.). Durch Rotation des (blau markierten) positiven Teils dieser Kurve um die $Y = 0$ -Achse entsteht ein spindelförmiger Rotationskörper, für dessen Aspektverhältnis gilt:

$$\varrho = \frac{l_s}{d_s} = \frac{l}{d} \cdot \sqrt{\frac{1+\mu}{1-\mu}}$$

Der Innenwinkel an den Spitzen ergibt sich zu:

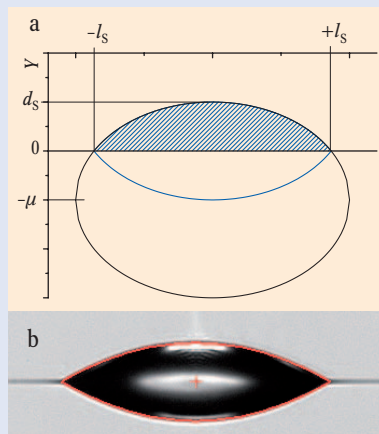
$$2 \cdot \Theta = 2 \tan^{-1} \left[\frac{1-\mu}{\varrho \mu} \right]$$

Das Volumen der Spindel ist

$$V = 2\pi \cdot \left(\sqrt{1-\mu^2} - \frac{1}{3}(1-\mu^2)^{3/2} \right)$$

$$- \mu \arcsin \sqrt{1-\mu^2} \Big) d^2 l$$

Wie die Abb. verdeutlicht, ist diese Form sehr gut zur Beschreibung der Tropfenform während der Instabilität geeignet und erleichtert den Vergleich verschiedener Experimente und numerischer Berechnungen.



(a) Beschreibung eines Spindelkörpers durch Rotation eines Ellipsensegmentes. (b) Spindelkörper angefügt an die Tropfenform bei Instabilität.

Tropfens bis hin zur Ausbildung von Spitzen scheint nun einer Klärung nahe zu sein [9], während die Ausbildung der Jets weiterhin Rätsel aufgibt.

Rayleigh-Jets aus freien Tröpfchen, oder ihre hier nicht diskutierten Verwandten, die bei der Desintegration von neutralen Tröpfchen in starken elektrischen Feldern auftreten [10], bieten die Chance, zu einem wertvollen Hilfsmittel in der Massenspektrometrie großer Biomoleküle und damit zu einer Alternative zur Elektrospray-Ionisation zu werden. Insbesondere könnten sie es erlauben, die Jet- und Tochtertröpfchenproduktion im Vakuum durchzuführen. Hierzu ist jedoch noch viel Forschungsarbeit für ein tieferes Verständnis der Jetbildung und eine bessere Kontrolle der Jets nötig.

In der Umweltphysik stellt sich die Frage nach der Bedeutung der Coulomb-Instabilität für die Vorgänge in Gewitterwolken. Immerhin ist sie einer der ganz wenigen Vorgänge in der Atmosphäre, der nicht zu einer Koagulation, sondern zu einer Zerstäubung der flüssigen Komponente der Atmosphäre und damit zur Neubildung von Aerosolpartikeln führen kann.

*

Ich möchte allen Mitarbeitern herzlich danken, die in den vergangenen Jahren in Ilmenau am Problem der Coulomb-Instabilität gearbeitet haben, insbesondere Denis Duft, Tobias Achtzehn, René Müller, Björn Österreicher und Christiane Wender. Eine langjährige und erfolgreiche Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Stabilität geladener Tröpfchen verbindet mich mit Claude Guet und Bernd Huber vom CEA in Frankreich sowie mit Ludger Wöste und Eckart Rühl in Berlin. Die Arbeiten werden im DFG-Normalverfahren (LE

834-1) und Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms CAUSES gefördert.

Literatur

- [1] *Lord Rayleigh*, *Phil. Mag.* **14**, 184 (1882)
- [2] *J. Zeleny*, *Phys. Rev.* **10**, 1 (1917); *C. T. R. Wilson* und *G. I. Taylor*, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **22**, 728 (1925)
- [3] *G. I. Taylor*, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **280**, 383 (1964)
- [4] *B. A. Tinsley*, *Space Science Reviews* **94**, 231 (2000)
- [5] www.iap-kborn.de/causes/index_d.htm
- [6] *D. Duft*, *H. Lebius*, *B. A. Huber*, *C. Guet* und *T. Leisner*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 084503 (2002)
- [7] *D. Duft*, *T. Achtzehn*, *R. Müller*, *B. A. Huber* und *T. Leisner*, *Nature* **421**, 128 (2003)
- [8] *T. Achtzehn*, *R. Müller*, *D. Duft* und *T. Leisner*, *Europ. Phys. Journal D* **34**, 311 (2005)
- [9] *S. I. Betelú*, *M. A. Fontelos*, *U. Kindelán* und *O. Vantzos*, [arXiv:math-ph/0512063](https://arxiv.org/abs/math-ph/0512063)
- [10] *R. L. Grimm* und *J. L. Beauchamp*, *J. Phys. Chem. B* **107**, 14161 (2003)
- [11] *C. D. Hendricks* und *J. M. Schneider*, *American Journal of Physics* **31**, 450 (1963)

Der Autor

Thomas Leisner hat in Erlangen und Konstanz Physik studiert, wo er auch im Mai 1991 promovierte. Sein Werdegang führte ihn anschließend über die University of New Hampshire und die FU Berlin zu einer Umweltphysik-Professur an der TU Ilmenau. In seiner Freizeit praktiziert Thomas Leisner die japanische Kampfkunst Aikido, in der er den schwarzen Gürtel (1. Dan) erreicht hat.

