

■ Weine nicht, wenn der Regen zerfällt

Große Regentropfen sind hydrodynamisch instabil und bersten beim Fallen.

1) Dies gilt nicht für Hagelkörner, wo gelegentlich auch taubenei-große Exemplare zu beobachten sind.

Jeder, der schon einmal in einem Sommergewitter zu Fuß oder mit dem Fahrrad unterwegs war, hat sich vielleicht gefragt, warum wir im Regen eigentlich nicht gelegentlich taubenei- oder sogar kürbisgroßen Tropfen ausweichen müssen. Aus unserer täglichen Erfahrung wissen wir, dass Tropfen mit Durchmessern über 5 mm praktisch nicht auftreten.¹⁾ Vor etwas mehr als hundert Jahren haben Wilson Bentley und Philipp Lenard unabhängig voneinander erstmalig die Größe von Tropfen gemessen. In den Vierzigerjahren haben verschiedene Gruppen ihre Verteilung genauer bestimmt. Daraus resultierte die sog. Marshall-Palmer-Verteilung, welche die Zahl der Tropfen mit Durchmesser d pro Volumen angibt

$$n(d) = n_0 \exp(-d/\langle d \rangle), \quad (1)$$

wobei n_0 und $\langle d \rangle$ die mittlere Tropfendichte bzw. den mittleren Tropfendurchmesser repräsentieren. Letzterer ist in Zentimetern angegeben und hängt von der Regenrate R (in mm/Stunde) ab wie

$$\langle d \rangle^{-1} = 41 R^{-0,21} \quad (2)$$

Die empirisch ermittelten Zahlenwerte in dieser Gleichung haben nun Emmanuel Villermaux und Benjamin Bossa von

der Universität Aix-Marseille aus einer Reihe hydrodynamischer Betrachtungen abgeschätzt [1]. Diese basieren auf der Erkenntnis, dass Tropfen, deren Größe beim Verlassen der Regenwolke einen kritischen Wert überschreitet (Anfangsdurchmesser $d_0 > d_c$), nicht stabil fallen, sondern eine Reihe von Formänderungen durchlaufen (Abb. 1 oben): Zunächst flachen sich sphärische Tropfen beim Fallen ab, da der Luftzug Tangentialkräfte an ihrer Oberfläche verursacht. Sie bilden „Pfannkuchentropfen“. Eine hydrodynamische Analyse auf Grundlage der Euler-Gleichung in axialsymmetrischer Geometrie zeigt, dass dieser Abflachungsprozess für große Tropfen instabil ist: Während der Radius $r(t)$ der Tropfen exponentiell wächst, nimmt ihre Dicke $h(t)$ exponentiell ab (Abb. 1 unten). Dabei entsteht ein horizontaler dünner Flüssigkeitsfilm, den Normalkräfte im Fallen verformen und aufblähen. Er nimmt Ballongestalt an und zerfällt in ein Netz aus irregulären Flüssigkeitsfilamenten. Grund dafür ist eine Rayleigh-Taylor-Grenzflächeninstabilität, die auftritt, wenn zwei Fluide gegeneinander beschleunigt werden [2]. Die typische Längenskala der Instabilität bestimmt den mittleren Durchmesser der Filamente. Diese

sind wiederum instabil bezüglich einer Plateau-Rayleigh-Instabilität, die einen zylindrischen Körper auszeichnet, z. B. einen Flüssigkeitsstrahl, der im Laufe seiner Evolution von selbst in eine Tropfenkette zerfällt [3]. Aufgrund dieser Instabilität fragmentieren die Filamente in kleine Tropfen mit Durchmessern viel kleiner als die Anfangsgröße d_0 .

Auf Grundlage dieser Sequenz (s. auch [4]) lassen sich die Kennzahlen in Gleichung (2) bestimmen. Die Zeitkonstanten der beschriebenen Formänderungen erlauben den Schluss, dass nach kurzer Zeit alle Tropfen klein und nahezu sphärisch sind und mit einer vom Strömungswiderstand bestimmten Grenzgeschwindigkeit $U \sim \sqrt{d}$ fallen. Die Erhaltung der Masse führt zur Regenrate $R = \int n(d) V(d) U dd$, wobei das Tropfenvolumen $V(d) = \pi d^3/6$ ist. Mittels einer skalierten Tropfengröße $x = d/\langle d \rangle$ und Gleichung (1) folgt $\langle d \rangle^{-1} \sim R^{-2/9}$, womit der Exponent aus Gleichung (2) mit fünf Prozent Genauigkeit bestimmt ist.

Der Vorfaktor in Gl. (2) lässt sich abschätzen, indem man die Verteilung der Tropfengrößen, die aus dem Zerfall eines einzelnen Flüssigkeitsfilaments mit zufällig verteiltem Durchmesser resultiert [5], für verschiedene mittlere

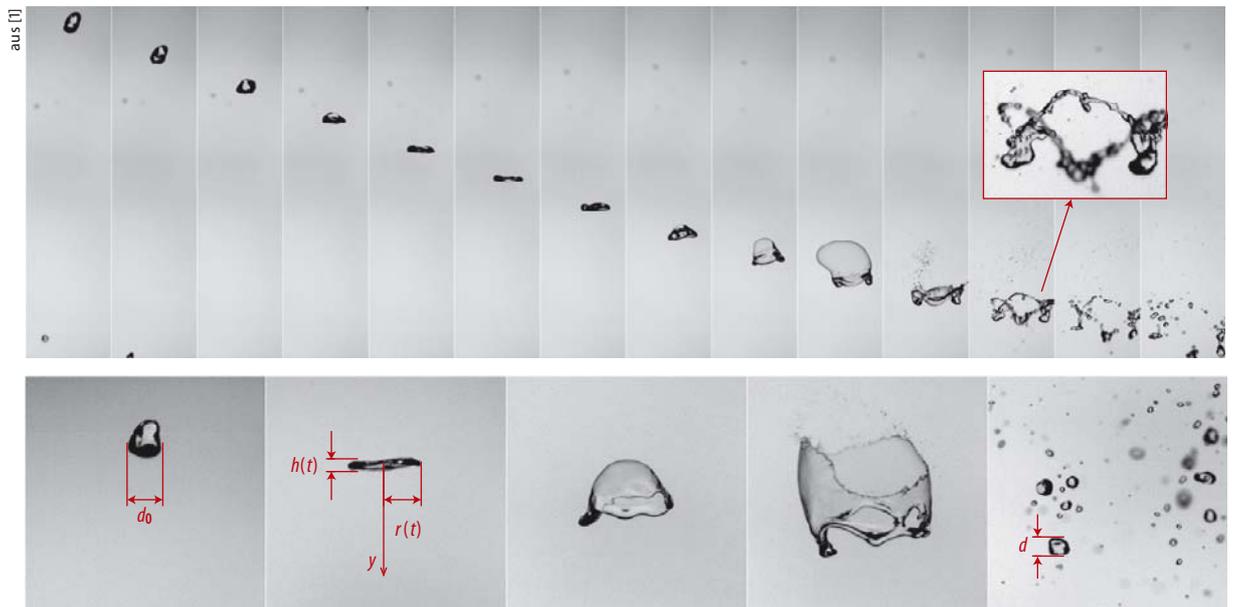


Abb. 1 Beim Fallen verändert der Tropfen ($d_0 = 6$ mm) seine Form: Zunächst flacht er ab, dann bläht er sich auf, schließlich fragmentiert er. Die Zeitdifferenz zwischen den einzelnen Aufnahmen oben beträgt $\Delta t = 7,9$ ms. Die Aufnahmen unten zeigen die charakteristischen Größen des Tropfens.

Tropfendurchmesser mit einer Wichtung aufintegriert. Dabei sind verschiedene Anfangstropfengrößen d_0 zu berücksichtigen, zudem ist zu beachten, dass die größten Tropfen, die aus einem Zerfall hervorgehen, die oben beschriebene Reihe von Formänderungen selbst wieder durchlaufen. Als Ergebnis dieser Rechnung erhielten Villiermaux und Bossa die Beziehung $\langle d \rangle^{-1} = 48,5 R^{-2/9}$ [1]. Für diese Art komplexer Prozesse stimmt der Vorfaktor bereits sehr gut mit dem aus Gleichung (2) überein.

Die Instabilitäten bestimmen maßgeblich die Sequenz der Formänderungen. Sie lassen sich zudem dazu benutzen, um die typische Zeit abzuschätzen, bis sich eine stationäre Marshall-Palmer-Verteilung einstellt. Die bisher dominante Theorie betont, dass kollisionsverursachte Tropfenverschmelzungen und -fragmentierungen diese Verteilung maßgeblich bestimmen [6]. Dies impliziert, dass die typische Zeit zwischen Kollisionen τ_{coll} klein sein muss gegenüber der „Reisezeit“ der Tropfen. Villiermaux und Bossa schätzen jedoch ab, dass τ_{coll} zu groß ist, um zu erklären, dass sich die Verteilung bereits in geringem Abstand von den Wolken einstellt. Dagegen ist die Zeitkonstante τ_{burst} des hier beschriebenen exponentiellen Abflachungs- und Fragmentierungsprozesses der fallenden Tropfen um zwei Größen-

ordnungen kleiner und kann die beobachtete Verteilung erklären.

Die vorgestellte Arbeit ermöglicht ein besseres Verständnis der Prozesse, die die Eigenschaften eines Regenschauers bestimmen. Künftige Verfeinerungen der Theorie dürften es erlauben, den Vorfaktor in Gl. (2) genauer zu bestimmen und auch Unterschiede zwischen den Verteilungen der Tropfengrößen verschiedener Regenarten und in unterschiedlichen Weltregionen (vgl. [7]) zu erklären. Mit diesem Wissen können wir uns ruhigen Mutes überall auf der Welt an einer Radfahrt im Regen erfreuen, ohne fürchten zu müssen, dass uns taubeneigroße Tropfen belästigen.

Uwe Thiele

- [1] E. Villiermaux und B. Bossa, *Nature Physics* (2009), doi:10.1038/NPHYS1340
- [2] P. G. Drazin, *Introduction to Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press, Cambridge (2002)
- [3] J. Eggers, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 865 (1997)
- [4] E. Reyssat, F. Chevy, A. L. Biance, L. Petitjean und D. Quere, *Europhys. Lett.* **80**, 34005 (2007), doi:10.1209/0295-5075/80/34005
- [5] E. Villiermaux, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **39**, 419 (2007)
- [6] Siehe z. B. R. Srivastava, *J. Atmos. Sci.* **28**, 410 (1971)
- [7] C. R. Williams und K. S. Gage, *Ann. Geophys.* **27**, 555 (2009)

Dr. Uwe Thiele, Department of Mathematical Sciences, Loughborough University, Loughborough, Leicestershire, LE11 3TU, UK, www.uwethiele.de

KURZGEFASST

■ Neue Eisorte unter Druck

Eine Gruppe von Physikern und Chemikern aus Oxford, London und Innsbruck vermelden die Entdeckung einer neuen Eis-Phase. Eis XV ist thermodynamisch stabil bei Temperaturen unter 130 Kelvin und Drücken zwischen 0,8 und 1,5 Gigapascal. Mithilfe von Neutronenstreuung untersuchten die Forscher die Struktur von Eis XV. Diese stellte sich als antiferroelektrisch heraus, im Gegensatz zu einer theoretisch vorhergesagten ferroelektrischen Ordnung.

C. G. Salzmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 105701 (2009)

■ Alteisen mit neuer Halbwertszeit

Die Halbwertszeit von Eisen-60 liegt mit rund 2,6 Millionen Jahren deutlich über dem bisher angenommenen Wert

von 1,5 Millionen Jahren. Das ergaben Messungen, die Wissenschaftler der TU München, des Exzellenzclusters Universe und des Schweizer Paul Scherrer-Instituts mit wesentlich höherer Genauigkeit als bisher durchgeführt haben. Das seltene, radioaktive Eisenisotop Fe-60 ist besonders von astrophysikalischem Interesse. So liefert die Strahlung seines unmittelbaren Zerfallsproduktes, Kobalt-60, Hinweise auf die Entstehung schwerer Elemente in massereichen Sternen der Milchstraße. Am Schluss der Zerfallsreihe von Fe-60 steht das stabile Element Nickel-60, dessen Häufigkeit in Meteoritengestein Aufschlüsse über die früheste Geschichte des Sonnensystems zulässt. G. Rugel et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 072502 (2009)