

HYDRODYNAMIK

Die Physik der Seifenblasen

Auf den ersten Blick wirken die Strukturen von Seifenblasen und -filmen einfach, doch die zugrundeliegende Physik ist komplexer als man denkt.

Ralf Stannarius

Ein jeder von uns hat sicher schon als Kind Spaß und Faszination beim Spiel mit Seifenfilmen und Seifenblasen gefunden, ohne sich Gedanken darüber zu machen, wodurch ihre wunderbaren Formen und Farben entstehen. Tatsächlich stecken dahinter komplizierte physikalische Phänomene, von denen einige auch heute noch nicht vollständig verstanden sind. Hydrodynamik in quasi-zweidimensionaler Geometrie ist komplexer, als es auf den ersten Blick erscheint.

Seifen sind ein in der menschlichen Zivilisation seit alten Zeiten verwendetes Kulturprodukt. Hinweise auf ihre Herstellung gibt es bereits bei den Sumerern, die reinigende Wirkung von Seifenlösungen ist seit Jahrtausenden bekannt.¹⁾ Auch ohne Kenntnis der chemischen und physikalischen Grundlagen nutzten unsere Vorfahren amphiphile Moleküle, um Fette und Schmutz in Wasser zu lösen. Praktisch überall lassen solche Reinigungsmittel Blasen und Schäume entstehen. Deren Leichtigkeit und Farbenpracht berühren uns vor allem ästhetisch und laden zur spielerischen Beschäftigung ein. Daher verwundert es nicht, dass in der Kunst die Beschäftigung mit Seifenblasen meist in Zusammenhang mit Müßiggang und Langeweile gebracht wurde, sowie aufgrund ihrer Fragilität mit Vergänglichkeit. Viele Maler haben sich von der Schönheit dieser Objekte inspirieren lassen [1] und sich um eine farbgetreue Darstellung Gedanken gemacht, beispielsweise Charles Chaplin (Abb.).

Tatsächlich steckt hinter dieser Ästhetik anspruchsvolle Physik, die durchaus praktische Konsequenzen hat, wenn es beispielsweise darum geht, Schäume zu vermeiden (Waschmaschine, Bier-Zapfhahn) oder zu stabilisieren (Feuerlöscher, Bierblumen, Badeschaum). Wissenschaftlich hat sich erstmals der belgische Forscher Joseph Plateau (1801 – 1883) mit Seifenfilmen befasst [2]. Mit seinem Namen verbinden wir einige fundamentale Eigenschaften von Schäumen. Physiker wie Lord Kelvin und Lord Rayleigh sowie später Geoffrey Taylor, Horace Lamb und viele weitere haben zu unserem heutigen Verständnis der Physik von Seifenfilmen beigetragen. Dennoch blieben etliche Fragen unvollständig geklärt, zum Beispiel die Frage des optimalen Schaumes: Kelvins Vermutung [3] von 1887 hat sich erst vor wenigen Jahren als falsch herausgestellt. Kelvin nahm an, eine Form von Polyedern gefunden zu haben, mit der man bei geringstem Flächenaufwand



Brian Yoder's GoodArt Gallery

Charles Joshua Chaplin, Die Seifenblasen (1864)

den Raum in Zellen gleichen Volumens teilen kann, ähnlich wie reguläre Hexagone die Ebene optimal in gleiche Flächen teilen. Weaire und Phelan fanden durch Computersimulation mehr als hundert Jahre später eine bessere Lösung [4], die vielleicht immer noch nicht die bestmögliche Teilung darstellt.

Neben solchen Fragen zur Struktur ist in den letzten Jahren durch schnelle elektronische Kameras die Dynamik dünner Flüssigkeitsfilme in den Mittelpunkt des experimentellen Interesses gerückt. Bemerkenswerterweise war aber bereits Rayleigh in der Lage, das Foto eines reißen Seifenfilmes aufzunehmen [5] und daraus dessen Reißgeschwindigkeit abzuschätzen.

1) siehe z. B. Buch Jeremia 2:22

KOMPAKT

- Seifenblasen sind nicht nur hübsch anzusehen, sondern haben auch praktischen Nutzen, z. B. bei Schäumen.
- Um ihre Struktur und Stabilität zu erklären, ist es wichtig, die Dynamik der Tensidschichten zu verstehen.
- Einzelne Blasen – und mehrere auch in Form von Schäumen – streben immer einen Gleichgewichtszustand an. Dabei ändert sich kontinuierlich ihre Form.
- Seifenblasen sind einzigartige Modellsysteme, um beispielsweise die Instabilitäten an Kanten flüssiger Filme zu untersuchen.
- In Blasen aus smektischen Flüssigkristallen findet fast keine Drainage statt: Anders als Seifenblasen reißen sie nicht, sondern altern über Minuten bis Stunden.

Prof. Dr. Ralf Stannarius, Institut für Experimentelle Physik, Otto-von-Guericke-Universität, Magdeburg



Abb. 1 Seifenblase mit Spiegelungen: Die verzerrten Konturen der gespiegelten Häuser und Bäume entstehen symmetrisch zueinander einmal als virtuelles aufrechtes Bild an der vorderen Halbkugel und einmal als kopfstehendes reelles Bild an der hinteren Halbkugel. Farbige Schlieren deuten auf eine inhomogene Filmdicke, die kontinuierliche Farbfolge auf die Abnahme des Gangunterschiedes zum Rand hin, von zweiter zur ersten Interferenzordnung.

Struktur und Stabilität

Physikalisch betrachtet stellen Seifenblasen dünne flüssige Filme dar, die ein Gasvolumen vollständig umschließen und wiederum von einem Gas vollständig umschlossen sind. Dieser Zustand ist bestenfalls metastabil, die Oberflächenenergie einer solchen Blase ist deutlich höher als die eines oder auch vieler Tröpfchen desselben Flüssigkeitsvolumens. Deshalb reißen dünne Flüssigkeitsfilme sehr schnell und nehmen die energetisch günstigere Tropfenform an. Gleiches gilt für alle anderen nichtstrukturierten Flüssigkeiten, auch wenn bei genügend großer Viskosität flüssige Blasen eine gewisse Lebenszeit haben können, beispielsweise Hohlkugeln aus geschmolzenem Glas.

Die Ursache für die Stabilität von Seifenblasen wird oft verkürzt und inkorrekt kolportiert, denn nicht etwa die Reduktion der Oberflächenspannung σ durch das Tensid stabilisiert die Blasen. Es gibt viele reine Flüssigkeiten mit geringerer Oberflächenspannung als der von Seifenlösungen, mit denen sich keine stabilen Blasen herstellen lassen. Richtig ist lediglich, dass die Grenzflächen der Seifenfilme mit einer Tensidschicht bedeckt sind. Aber die Oberflächenenergie der Filme bleibt immer noch wesentlich höher als die eines Tropfens der gleichen Tensidlösung. Die verringerte Oberflächenspannung trägt kaum dazu bei, den Film zu stabilisieren.

Eine genauere Erklärung berücksichtigt die Elastizität der Tensidschichten auf der Filmoberfläche: Wird ein Bereich des Films lokal gestreckt, sinkt kurzzeitig

die Konzentration Γ des Tensids in den Grenzschichten. In der Folge steigt dort lokal die Oberflächenspannung und wirkt einer weiteren Ausdehnung entgegen (Marangoni-Effekt). Diese induzierte Modulation der Oberflächenspannung stabilisiert Seifenfilme. Filmen aus Wasser oder anderen reinen Flüssigkeiten fehlt ein ähnlicher Mechanismus. Etwas genauer besehen setzt sich der Marangoni-Effekt aus zwei Komponenten zusammen: Auf kurzen Zeitskalen ändert sich zwar Γ , aber nicht die Konzentration c des Tensids im Inneren des Films (Marangoni-Elastizität). Auf längeren Zeitskalen findet ein Austausch des Tensids zwischen Oberfläche und Volumen des Films statt (Gibbs-Elastizität), der Übergang zwischen beiden geschieht innerhalb von Millisekunden. Ein weiterer, vor allem in dünnen Filmen wirksamer stabilisierender Mechanismus ist die abstoßende elektrostatische Wechselwirkung der beiden gegenüberliegenden tensidbeladenen Filmoberflächen, die einer Ausdünnung eines Films entgegenwirkt.

Seifenfilme sind wenige Nanometer bis mehrere Mikrometer dick. Entsprechend werden bei lateralen Abmessungen von mehreren Zentimetern Aspektverhältnisse weit über 1000 000:1 erreicht, sodass man es mit quasi-zweidimensionalen Flüssigkeiten zu tun hat. Solche Filme sind farbig, da das Licht, das an der vorderen Seite des Films reflektiert wird, mit Licht interferiert, das an der Rückseite reflektiert wird (Abb. 1). Die reflektierte Intensität ergibt sich aus der Interferenzformel für dünne Schichten mit der Brechzahl n , der lokalen Filmdicke d , der Lichtwellenlänge λ und dem Winkel α zwischen Beobachtungsrichtung und Filmnormale. Daraus resultieren ein kaum wellenlängenabhängiger Reflektionskoeffizient sowie ein viel wichtigerer Interferenzfaktor $\cos 2\pi\delta$ mit

$$\delta = 2\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} \frac{d}{\lambda} - \frac{1}{2}. \quad (1)$$

Die Bedingung für konstruktive und destruktive Interferenz hängt von λ ab, was die Farbigkeit bewirkt. Bei gleicher Filmdicke ist der optische Gangunterschied in den äußeren Bereichen des Abbildes einer Seifenblase ($\alpha \rightarrow 90^\circ$) geringer, ebenso die Interferenzordnung. Dünne Blasen erscheinen daher in erster Ordnung am Rand bläulicher, im Zentrum rötlicher. Weil die durch den Film transmittierte Intensität viel höher ist als die reflektierte, kommt die Farbigkeit im Durchlicht kaum zum Tragen, das zweifach reflektierte Licht besitzt nur einen Bruchteil der Intensität des direkt transmittierten Anteils (Abb. 1). Am eindrucksvollsten wirken die Interferenzfarben vor dunklem Hintergrund in Reflexion.

Wir werden weiter unten auf Blasen aus smektischen Flüssigkristallen eingehen [6], die mit Seifenblasen vieles gemeinsam haben. Sie stellen für viele quantitative Untersuchungen dünner flüssiger Filme eine interessante Alternative dar. Smekten besitzen eine interne molekulare Schichtstruktur, welche die Stabilisierung freitragender Filme bewirkt.

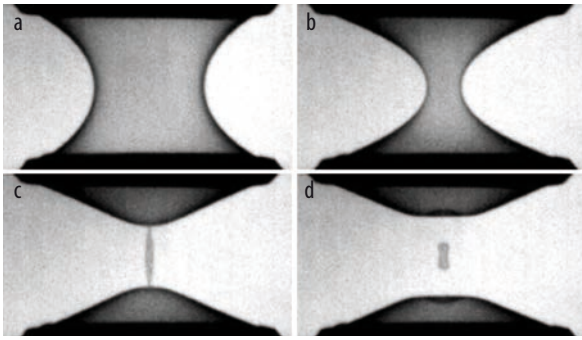


Abb. 2 Ein Katenoidfilm, der aus dem smektischen Flüssigkristall 8CB besteht, kollabiert bei Überschreiten des kritischen Abstandes D_c zwischen zwei coaxialen Röhrcchen von 8 cm Durchmesser. Die Bilder wurden 5000 μ s (a) bzw. 233 μ s (b) vor dem Abriss, beim Abriss (c) und 67 μ s danach (d) aufgenommen.

Formen im Gleichgewicht

Wenn keine äußeren Kräfte auf die Filme einwirken, bilden sich unter gegebenen Randbedingungen aufgrund der Oberflächenspannung σ im Gleichgewicht Minimalflächen. Herrscht auf beiden Seiten des Films der gleiche Druck, sind dies mathematisch Flächen verschwindender mittlerer Krümmung wie ebene Filme oder Katenoide, also durch Kettenkurven erzeugte Rotationsflächen (Abb. 2a). Beliebige andere Flächen mit verschwindender mittlerer Krümmung lassen sich durch anders geformte Filmhalter erzeugen. Filme in der Form eines Katenoids verbinden im Gleichgewicht die Enden zweier coaxialer Röhren mit Radius R_0 im Abstand D zueinander. Sie haben die mathematische Form

$$r(z) = r_0 \cosh \frac{z}{r_0}, \tag{2}$$

wobei $r(z)$ der lokale Abstand von der Symmetrieachse ist und z die axiale Koordinate. Die Taille hat den Radius r_0 , der implizit aus $R_0 = r_0 \cosh [D/(2r_0)]$ folgt. Diese Lösung existiert nur für Abstände der Röhrenden $D < D_c \approx 1,325 R_0$. Entfernt man die Röhren weiter voneinander, ist die verbleibende Gleichgewichtsform durch zwei planare Filme an den jeweiligen Röhrenden gegeben, das Katenoid kollabiert daher bei Überschreiten des Abstandes D_c . Im Ergebnis entstehen nach beidseitigem Abschnüren des schlauchförmigen Filmes die beiden planaren Filme und oft eine Satellitenblase (Abb. 2d). Letztere kann dazu dienen, die Dynamik oszillierender Blasen zu studieren.

Bei einem Druckunterschied Δp (Laplace-Druck) zwischen beiden Seiten des Filmes entstehen Flächen konstanter mittlerer Krümmung $K = \Delta p/(2\sigma) \neq 0$. Der Faktor 2 berücksichtigt die zwei Grenzflächen des Films. Rotationssymmetrische Formen konstanter Krümmung sind die Kugel oder Delauney-Flächen, die sich ergeben, wenn die beiden Röhren geschlossen sind und im Inneren ein anderer Druck herrscht als außen. Die Abstandsbedingung für $D < D_c$ gilt dann nicht mehr, das eingeschlossene Volumen, die Radien und der gegenseitige Abstand der Röhrcchen bestimmen die Form der Filme.

Für eine kugelförmige Blase mit Radius R folgt mit $K = 2/R$:

$$\Delta p = 4 \frac{\sigma}{R}. \tag{3}$$

Daraus leitet sich ab, dass eine Seifenblase mit 5 cm Durchmesser im Inneren einen Überdruck von etwas weniger als 5 Pa besitzt, das entspricht einem barometrischen Druckunterschied von etwa 40 cm Luftsäule. Interessant ist, dass dieser Druck für kleinere Blasen höher ist als für große. Von zwei kommunizierenden Blasen, die durch einen Strohhalm verbunden sind, wächst daher die größere auf Kosten der kleinen. Im Gleichgewicht haben beide Blasen den gleichen Krümmungsradius, sie bilden eine größere und eine kleinere Kugelkappe, die sich zu einer Vollkugel ergänzen.

Für die Frage, ob die Schwerkraft die Form einer Seifenblase beeinflusst, spielt die Bond-Zahl $B = \rho g d R / \sigma$ eine Rolle, die das Verhältnis von Gravitation und Kapillarkraft beschreibt. Hier bezeichnen d die Filmdicke, g die Schwerebeschleunigung und ρ die Dichte der Seifenlösung. Anschaulich gibt B das Verhältnis aus dem Gewicht eines halbkugelförmigen Films und der Kapillarkraft entlang des Äquators der Blase an. Bei einer Filmdicke von 1 μ m ist für die oben genannte Seifenblase $B \approx 0,01$, Gravitationskräfte sind für die Blasenform daher vernachlässigbar. Erst bei Durchmessern von einem Meter würde die Kugelform durch das Eigengewicht des Films merklich verzerrt.

Schäume

Die Plateauschen Regeln beschreiben das Gleichgewicht der Kapillarkräfte in allen Situationen, in denen mehrere Blasen zusammenhängen, beispielsweise in Schäumen.²⁾ Jeweils drei Seifenfilme treffen sich an einer Plateaugrenze, an der sie Winkel von 120° zueinander bilden. Vier Filme formen beim Aufeinander-treffen Tetraederwinkel (109,47°) miteinander.

2) In solchen „trockenen“ Schäumen liegt der Anteil der flüssigen Komponente unter fünf Prozent.

3) Ein Video zeigt die Simulation gedämpfter Oszillationen des Schaums ins Gleichgewicht, nachdem sich einzelne Zellen auflösen: bit.ly/2gG6rqN

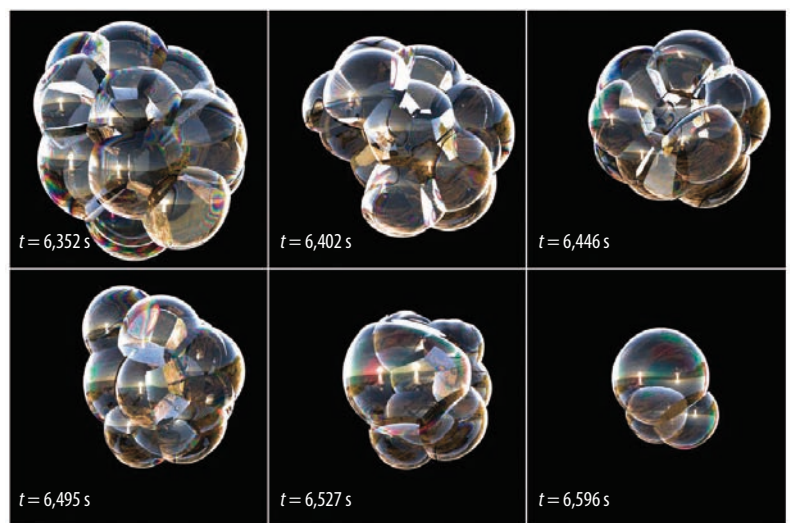


Abb. 3 In einer numerischen Berechnung der Gleichgewichtsstrukturen von Schaum wurde die Diffusion des Gases durch die Filme vernachlässigt und die Alterung durch das Reißen individueller Filme simuliert.³⁾

mit Genehmigung von J. Sethian, nach [7]

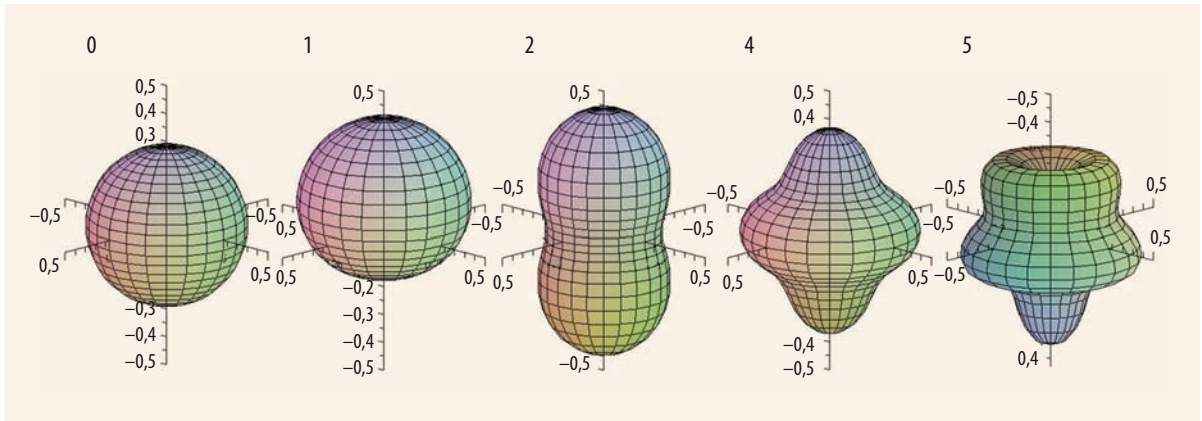


Abb. 4 Die Visualisierung einiger Schwingungsmoden, die einer Kugel überlagert sind: Die nullte Mode, also die Radiusänderung, ist nicht angeregt. In linearer Näherung bleibt das

Volumen dann konstant. Die erste Schwingungsmode entspricht nur einer Schwerpunktsverschiebung und schwingt ebenfalls nicht.

Natürliche flüssige Schäume sind nicht stabil, sondern altern. Bei wässrigen Schäumen geschieht dies vor allem durch Drainage, weil Wasser aus den Filmen der oberen Blasen nach unten fließt und die Filme reißen (Abb. 3). Gelingt es, Drainage zu vermeiden, altern die Schäume dennoch, weil benachbarte Schaumzellen durch die flüssige Membran Gas austauschen. Hierbei spielt weniger die Größe der polygonalen Zellen eine Rolle, sondern die Zahl ihrer Flächen [8]. Am einfachsten zeigt sich das an einem zweidimensionalen Schaum: In einer Zelle mit regelmäßigem polygonalen Querschnitt und weniger als sechs Ecken müssen die Seiten nach außen gewölbt sein, um die 120° -Plateaubedingung zu erfüllen. Das ist nur möglich, wenn die Seiten nach außen gewölbte Kreisbögen darstellen. Demnach ist der Laplace-Innendruck nach Gl. (3) positiv. Das Gas diffundiert aus dieser Zelle in die Nachbarzellen, die Zelle schrumpft und verschwindet. Polygonale Zellen mit mehr als sechs Ecken wachsen hingegen. Zudem können die einzelnen Zellen durch Strukturumlagerungen (sog. T2-Prozesse) Ecken hinzugewinnen oder verlieren. Ähnlich verhält es sich in drei Dimensionen. Es stellt sich eine charakteristische Verteilung der Größen und Zahl der Ecken der Zellen ein, während die mittlere Zellgröße nach einem Potenzgesetz anwächst und ihre Anzahl sinkt. Diese Prozesse lassen sich experimentell gut verifizieren [9]. Eine anschauliche Einführung in die Physik von Schäumen findet sich beispielsweise bei Weaire [10].

Schwingende Blasen

Ein interessanter Aspekt ist die Dynamik von Blasen, die nicht in der Gleichgewichts-Kugelform vorliegen. Sie führen gedämpfte Schwingungen um das Gleichgewicht aus, die zur Kugelform hinführen. Kelvin und Rayleigh haben dieses hydrodynamische Problem zuerst behandelt [11]. Lamb hat diese Schwingungen später für den allgemeinen Fall von Tropfen und Blasen mit unterschiedlichem inneren und äußeren Fluid im Rahmen eines einfachen theoretischen Modells beschrieben [12]. Das Modell gibt die Schwingungsdynamik von Seifenblasen trotz seiner groben Annahmen erstaunlich präzise wieder. Hierbei wird die Inkompressibilität der Gase angenommen, was wegen des geringen Laplace-Druckes für makroskopische Blasen gerechtfertigt ist. Außerdem setzt das Modell Wirbelfreiheit der Strömung im umgebenden Gas und nur kleine Amplituden der Störung der Kugelform voraus. Vor allem ersteres ist bei endlichen Amplituden nicht einmal annähernd erfüllt. Alle Eigenschaften des Seifenfilmes außer seiner Oberflächenspannung bleiben vollständig vernachlässigt. Des Weiteren berücksichtigt das Modell nicht die Viskosität aller beteiligten Fluide. Die Geschwindigkeiten der Strömung ergeben sich aus einem Potential, das die Laplace-Gleichung erfüllt [12].

Die Oszillationsmoden der Blasenform lassen sich nach sphärischen Harmonischen – den Kugelflächenfunktionen Y_l^m – entwickeln. Wir betrachten hier nur

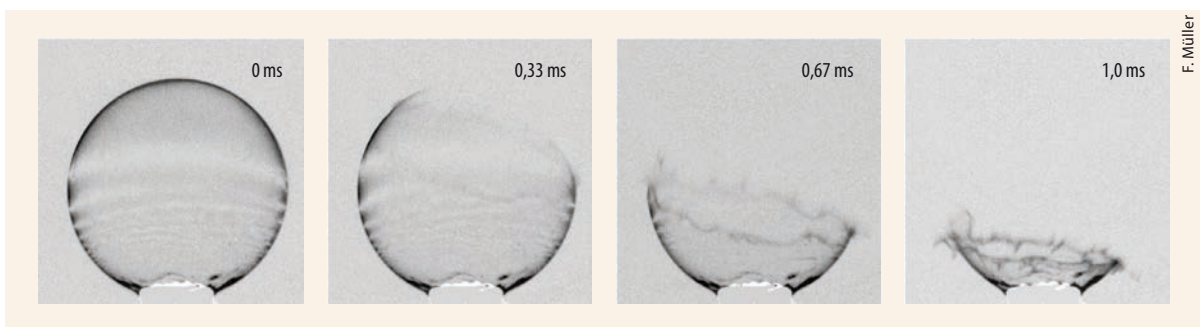


Abb. 5 Die Schnappschüsse einer spontan reißenden Seifenblase mit einem Radius von 3,75 mm entstanden im monochrom-

matischen Licht mit 535 nm. Die Interferenzen belegen die nach unten zunehmende Schichtdicke des Films.

axialsymmetrische Verformungen der Blasen ($m = 0$). Sie sind durch den Polarwinkel θ und den Radius $r(\theta)$ gegeben, der den Abstand des Films vom Koordinatenursprung in Richtung θ bezeichnet:

$$r(\theta, t) = \sum_{\ell=0}^{\infty} A_{\ell}(t) Y_{\ell}(t). \quad (4)$$

Die Kreisfrequenzen der Schwingungsmoden ergeben sich aus

$$\omega_{\ell} = \sqrt{\frac{2\sigma}{a^3} \cdot \frac{(\ell-1)\ell(\ell+1)(\ell+2)}{(\ell+1)\rho_i + \ell\rho_o}}, \quad (5)$$

wobei ρ_i und ρ_o die Dichten des inneren und des umgebenden Gases sind, die wir für Seifenblasen in Luft gleichsetzen können, a ist der Gleichgewichtsradius der undeformierten Kugelform, wobei der Faktor 2 wieder die beiden Filmgrenzflächen berücksichtigt.

Setzt man in Gl. (5) $\ell = 0$ ein, schwingt offensichtlich die nullte Mode nicht ($\omega_0 = 0$ wegen Volumenerhaltung). Ebenso wenig schwingt die erste Mode, die in linearer Näherung die Blase nur in axialer Richtung verschiebt. Die Grundschiwingung besteht in einer Deformation der Kugel in eine prolate ($A_2 > 0$) bzw. oblate ($A_2 < 0$) Form. Am Besten lassen sich die einzelnen Moden visualisieren, wenn man sie der nullten Mode, also der Kugel, überlagert (Abb. 4). Für eine typische Seifenblase mit einem Radius von 2,5 cm ist die Grundschiwingung $\omega_2 \approx 110 \text{ s}^{-1}$, das entspricht einer Frequenz von etwa 18 Hz. Durch Reibung in der Luftströmung und Dissipation im Seifenfilm klingen diese Schwingungen allmählich ab. Die Dämpfung der höheren Moden ist naturgemäß höher als die der niedrigeren, sodass zuletzt die zweite Mode dominiert.

In den letzten Jahrzehnten haben sich eine Reihe von Wissenschaftlern damit beschäftigt, Modelle der Seifenblasendynamik weiter zu entwickeln (siehe z. B. Literaturzitate in [13]). Experimentell lässt sich diese Dynamik realisieren, indem man die Schwingungen nach der Koaleszenz zweier Blasen aufzeichnet [13] oder die nach einem Katenoidkollaps entstehenden langgezogenen Satellitenblasen (Abb. 2d) auf dem Weg ins Gleichgewicht verfolgt [14]. Um die Blasen schwebend zu halten, kann man sie auf einer schwereren Gasschicht platzieren oder Parabelflüge nutzen [14, 15].

Reißende Blasen

Sobald der Film beispielsweise durch Drainage oder Anstechen lokal zerstört ist, reißt er. Dabei wird die Oberflächenenergie zum Teil in kinetische Energie des in der reißenden Kante gesammelten Materials umgewandelt, zum Teil dissipiert. Das Modell von Culick [16] und Taylor [17] geht von der Impulsbilanz im Film aus und sagt voraus, dass die Hälfte der frei werdenden Oberflächenenergie dissipiert wird und sich die Kante um das sich öffnende Loch mit einer Geschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho d}} \quad (6)$$

bewegt. In der Praxis ist die Geschwindigkeit etwas geringer, wenn Impuls an das umgebende Medium verlorengeht oder wenn abreißende Tröpfchen oder Filamente einen Teil der Oberflächenenergie behalten. Gl. (6) gilt für Blasen ebenso wie für flache Filme.

Für einen etwa 1 μm dicken Seifenfilm liegen die Geschwindigkeiten bei einigen m/s. Es gibt nur wenige Experimente, in denen diese Beziehung quantitativ überprüft wurde [18], was vor allem an der Schwierigkeit liegt, einheitlich dicke Seifenfilme zu präparieren [19]. Im monochromatischen Licht zeigen Schnappschüsse einer spontan reißenden Seifenblase, die auf einer Kapillare sitzt, die typischen Interferenzmuster für Seifenfilme mit von oben (ca. 400 nm) nach unten (einige μm) zunehmender Filmdicke (Abb. 5). Die reißende Kante bleibt vor allem bei dünnen Filmen nicht glatt, sondern sie zerfällt und zieht einzelne Filamente und Tropfen hinter sich her [20 – 22]. Eine Ursache dafür ist die flatternde Bewegung der sich zurückziehenden Flüssigkeitskante, ähnlich einer im Wind flatternden Fahne [22]. Aufgrund der Amplitude der Bewegung von einigen Millimetern und der Frequenz einiger hundert Hertz ist die Kante Beschleunigungen von mehreren tausend g ausgesetzt. Sie zerfällt durch die Rayleigh-Taylor-Instabilität, die bei der Beschleunigung eines schwereren Fluides gegen ein leichteres auftritt.

Das Gegenstück zu reißenden Seifenblasen sind *antibubbles*, also dünne Luftfilme in einer Flüssigkeit. Auf den ersten Blick reißen sie ähnlich wie Seifenblasen, allerdings hängt die Reißgeschwindigkeit nur in geringem Maße von der Filmdicke ab [23], da der gasförmige Film kaum Masse enthält.

Gefrorene Blasen

Ist die Rede von Seifenblasen, wird meist vorausgesetzt, dass sie aus flüssigen Filmen bestehen. Tatsächlich ist es aber möglich, solche Blasen kristallisieren zu lassen, ohne dass sie zerplatzen. Voraussetzung ist ein äußerst schnelles Abkühlen, zum Beispiel an einem kalten Wintertag im Freien, wobei Temperaturen un-



Abb. 6 Gefrierende Seifenblase mit einem Durchmesser von acht Zentimetern

4) Eine Übersicht zum Projekt OASIS findet sich z. B. auf www.nasa.gov/mission_pages/station/research/experiments/773.html

ter -10 °C herrschen sollten. Künstler haben sich von solchen gefrorenen Blasen faszinieren lassen und sie fotografisch festgehalten (Abb. 6). Der Seifenfilm bildet lokal eine quasi-zweidimensionale Eiskristallstruktur, die schließlich den gesamten Film überzieht.

Smektische Blasen

Nicht nur Seifenlösungen eignen sich dazu, dünne stabile Filme herzustellen. Solche Filme oder Blasen lassen sich auch mit smektischen Flüssigkristallen präparieren. Smekten reihen sich zwischen dem festen und flüssigen Aggregatzustand ein. Sie besitzen eine eindimensionale kristalline Schichtordnung, können jedoch in den einfachsten smektischen Modifikationen SmA und SmC innerhalb der Schichten wie Flüssigkeiten fließen.

Smektische Filme haben verglichen mit Seifenfilmen einige sehr ähnliche Eigenschaften, aber wegen ihrer Schichtordnung unterliegen sie praktisch nicht der Drainage: Ändert sich darin lokal die Dicke, ist dies verbunden mit der Reorganisation der Schichtstruktur und damit auch mit einem Energieaufwand. Im Gleichgewicht ist die Filmdicke auf molekularem Niveau homogen. Bei Formumwandlungen von Blasen, zum Beispiel bei der Reduktion der Filmfläche auf dem Weg zur Kugelform, bestimmt die Reorganisation der inneren Schichten ihre komplexere Dynamik. Auf schnellen Zeitskalen im Millisekundenbereich verhalten sie sich ähnlich wie Vesikel, also wie geschlossene Membranen mit fester Oberfläche und festem umschlossenen Volumen.

Abb. 7 zeigt die Formänderung einer smektischen Blase nach dem Katenoidkollaps [14]. Bei einer gleich

großen Seifenblase würden nach Lamb, also gemäß Gl. (5), Oszillationen mit einer Frequenz von rund $2,5\text{ kHz}$ ($\omega_2/2\pi$) auftreten. Stattdessen ist die Formumwandlung bestimmt durch die Dynamik der Versetzungen (Dislokationen) smektischer Schichten beim Wachstum von Inseln mit dem überschüssigen Material (Abb. 8d), die Filmfläche nimmt monoton ab.

Die „Inseln“ zusätzlicher Schichten lassen sich optisch verfolgen und unter anderem als Sonden für die Beobachtung hydrodynamischer Phänomene im Film nutzen. Ensembles solcher Inseln können als Modelle von zweidimensionalen Emulsionen gelten. Das Projekt OASIS (Observation and Analysis of Smectic Islands in Space) beschäftigt sich mit der Untersuchung ihrer Langzeitdynamik in Schwerelosigkeit [24].⁴⁾ Experimente mit smektischen Blasen fanden auch auf der ISS statt (Abb. 8). Die Inseln bilden eine zweidimensionale Emulsion, die durch Diffusion einzelner Moleküle von einer Insel zur nächsten (Ostwald-Reifung) und Vereinigung benachbarter Inseln (Koaleszenz) über einen Zeitraum einiger Minuten bis Stunden altert. Unter Einfluss der Schwerkraft würden die Inseln sofort am Boden der Blase sedimentieren.

Ausblick

Obwohl seit Jahrtausenden bekannt und seit weit mehr als einem Jahrhundert wissenschaftlich untersucht, faszinieren Seifenfilme auch heute noch als Forschungsgegenstand, nicht nur wegen ihrer ästhetischen Schönheit und einfachen Herstellung. Dünne flüssige Filme finden industriell, in Lebensmitteln und als Schäume vielseitig Verwendung. Sie tragen wesentlich zu physiologischen und klimatischen Prozessen bei

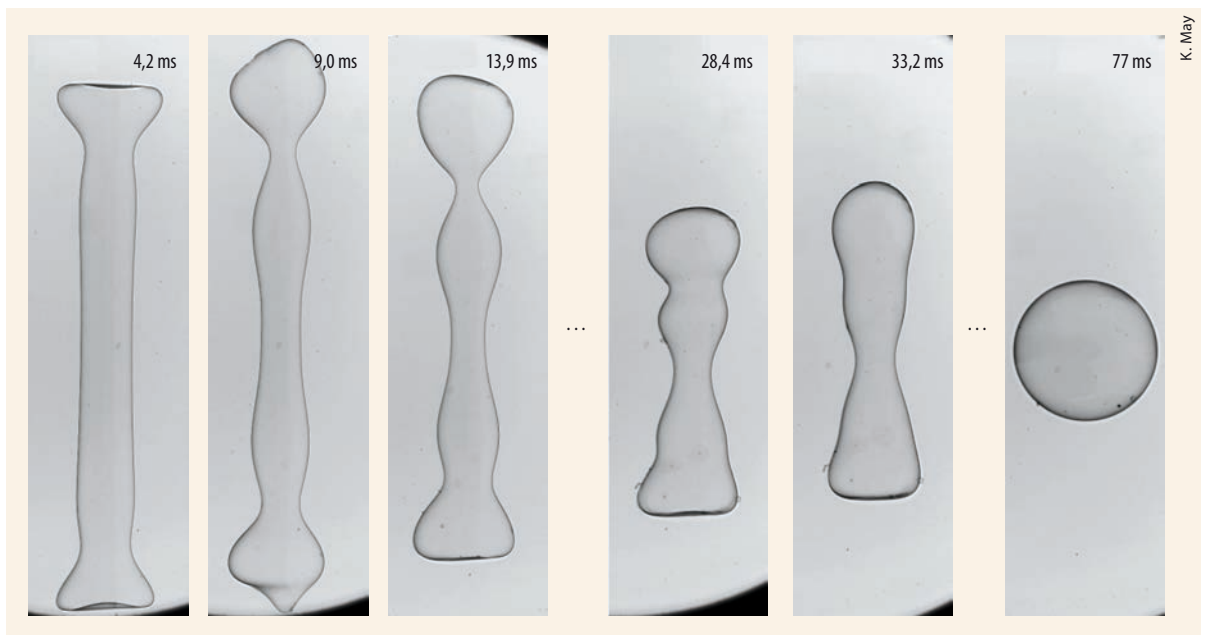
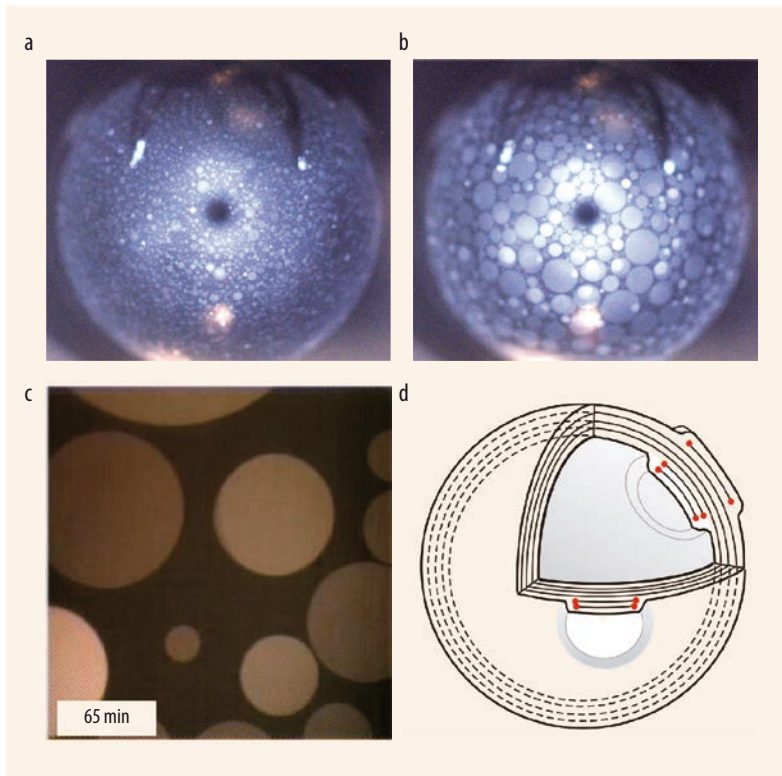


Abb. 7 Nach dem Katenoidkollaps verändert eine smektische Blase ohne Oszillationen ihre Form. Die Formen umschließen ein konstantes Volumen von 3 mm^3 , während die Oberfläche kontinuierlich von etwa 17 mm^2 auf 11 mm^2 abnimmt. Die Zeiten

beziehen sich auf den Moment des Abrisses. Die Formdynamik hängt wesentlich von der Ausbildung von Inseln des überschüssigen Materials während der Filmflächenreduktion ab.



Fotos: OASIS

Abb. 8 Eine smektische Blase von rund 2 cm Durchmesser mit Inseln wurde auf der ISS in Schwerelosigkeit präpariert (a). Nach etwa einer Stunde hat sich die Struktur durch Alterungsprozesse wie Ostwald-Reifung und Koaleszenz vergrößert (b). Der homogene Hintergrundfilm ist wenige Molekülschichten dick, die Inseln einige Dutzend Schichten. Details dieser Prozesse lassen sich mikroskopisch beobachten (c). Die Zeichnung (d) zeigt in einem Schnitt schematisch die Struktur der Inseln auf der smektischen Blase, rote Punkte markieren Dislokationen an den Inselrändern.

[25]. Zudem stellen sie einzigartige Modellsysteme dar zur Beobachtung von Oberflächen- und Grenzflächenphänomenen, quasi-zweidimensionalen hydrodynamischen Prozessen und Instabilitäten an Kanten flüssiger Filme.

*

Der Autor dankt Christoph Lakenbrink, Kathrin May, Frank Müller, James Sethian, Claudia Stannarius und dem OASIS-Team für die Bereitstellung der verwendeten Bilder.

Literatur

[1] F. Behroozi, *Am. J. Phys.* **76**, 1087 (2008)
 [2] J. A. F. Plateau, *Statique experimentale et theorique des liquides soumis aux seules forces moleculaires*, Gauthiers-Villars, Paris (1873)
 [3] Lord Kelvin (Sir William Thomson), *Phil. Mag.* **24**, 503 (1887)
 [4] D. Weaire und R. Phelan, *Phil. Mag. Lett.* **69**, 107 (1994)
 [5] Lord Rayleigh, *Nature* **44**, 249 (1891)
 [6] R. Stannarius und C. Cramer, *Europhys. Lett.* **42**, 43 (1998)
 [7] R. I. Saye und J. A. Sethian, *Science* **340**, 720 (2013)
 [8] J. von Neumann, *Metal Interfaces* 108, Amer. Soc. for Metals, Cleveland (1952)
 [9] T. Trittel, Th. John und R. Stannarius, *Langmuir* **26**, 7899 (2010)
 [10] D. Weaire und S. Hutzler, *The Physics of Foams*, Clarendon Press, Oxford (1999)
 [11] Lord Kelvin, *Mathematical and Physical Papers* 3, 384, Clay and Sons, London (1890); Lord Rayleigh, *The Theory of Sound*, Macmillan, London (1894)
 [12] H. Lamb, *Hydrodynamics*, Cambridge University Press, Cambridge (1932)
 [13] U. Kornek et al., *New J. Phys.* **12**, 073031 (2008)
 [14] K. May, K. Harth, T. Trittel und R. Stannarius, *Europhys. Lett.* **100**, 16003 (2012)
 [15] K. May, K. Harth, T. Trittel und R. Stannarius, *ChemPhysChem* **15**, 1508 (2014)

[16] F. E. C. Culick, *J. Appl. Phys.* **31**, 1128 (1960)
 [17] G. Taylor, *Proc. Roy. Soc. A* **253**, 313 (1959)
 [18] W. R. McEntee und K. J. Mysels, *J. Phys. Chem.* **73**, 3018 (1969)
 [19] A. B. Pandit und J. F. Davidson, *J. Fluid Mech.* **212**, 11 (1990)
 [20] T. Trittel et al., *Phys. Fluids* **25**, 052106 (2013)
 [21] H. Lhuissier und E. Villermaux, *Phys. Fluids* **21**, 091111 (2009)
 [22] H. Lhuissier und E. Villermaux, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 054501 (2009)
 [23] J. Zou, C. Ji, B. Yuan, X. Ruan und X. Fu, *Phys. Rev. E* **87**, 061002(R) (2013)
 [24] N. Clark et al., *Adv. Space Res.* **60**, 737 (2017)
 [25] A. H. Woodcock et al., *Nature* **172**, 1144 (1953); J. Wu, *Science* **212**, 324 (1981); J. C. Bird et al., *Nature* **465**, 759 (2010)

DER AUTOR

Ralf Stannarius (FV Dynamik und Statistische Physik, FV Chemische Physik und Polymerphysik) hat in Leipzig Physik studiert und dort promoviert. Seit 2003 ist er Professor für Experimentelle Physik an der Universität Magdeburg. Er beschäftigt sich mit spontanen Musterbildungsphänomenen der weichen Materie. Ein zentrales Forschungsthema sind Untersuchungen der Struktur und Dynamik dünner freitragender flüssiger Filme. Dabei spielen Experimente in Schwerelosigkeit eine wichtige Rolle, die am Bremer Fallturm, auf Parabelflügen und suborbitalen Raketen sowie auf der ISS durchgeführt werden. Stannarius ist Sprecher der Magdeburger Arbeitsgruppe für Forschung unter Raumfahrt- und Schwerelosigkeitsbedingungen (MARS).

