

High-Speed Visualisierung von Keimbildungsvorgängen an wandgebundenen Porenkeimen

High-Speed visualisation of nucleation from wall-bounded nuclei

Tim F. Groß, Peter F. Pelz

Institut für Fluidsystemtechnik, Technische Universität Darmstadt
Magdalenenstraße 4, 64289 Darmstadt

Keimbildung, Porenkeime, Kavitation
Nucleation, Nuclei, Cavitation

Zusammenfassung

Kleinste Gasmengen in Rissen und Hohlräumen in Oberflächen, sogenannte Porenkeime, sind von großer Bedeutung für den Beginn und die Ausprägung kavitierender Strömungen in technischen Fluidsystemen. Obwohl Theorien und Modelle über Porenkeimen mittlerweile Teil der Standardliteratur sind, ist der Aspekt der Keimbildung experimentell und theoretisch kaum erforscht. In der vorliegenden Arbeit werden neue experimentelle Ergebnisse zur Keimbildung präsentiert. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen erlauben neue Einblicke in die Physik dieses Vorgangs und zeigen, dass es sich bei der Keimbildung um einen selbsterregten zyklischen Vorgang handelt, der von der Keimablösung getriggert wird.

1. Einleitung

Freie Keime und Porenkeime sind wichtiger Bestandteil kavitierender Strömungen da sie als Schwachstellen in der Flüssigkeit dienen und somit einen lokal begrenzten Phasenwechsel ermöglichen. Als Kavitationskeime werden in der Flüssigkeit dispergierte Gasblasen (freie Keime, Mikroblasen) oder Gaseinschlüsse in Rissen und Spalten auf Oberflächen und Partikeln (Porenkeime) bezeichnet. In übersättigten Flüssigkeiten können Porenkeime freie Keime produzieren, was als Keimbildung bezeichnet wird, vgl. Abbildung 1.

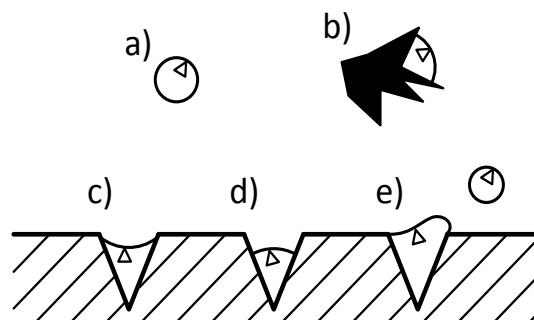


Abb. 1: Keime in Flüssigkeiten: a) freier Keim, b) Porenkeim an Partikel, c) Porenkeim in hydro- bzw. lipophober Oberfläche, d) Porenkeim in hydro- bzw. lipophiler Oberfläche, e) Keimbildung an Porenkeim und abschwimmender freier Keim (Strömung von links nach rechts)

Damit freie Keime und Porenkeime eine kavitierende Strömung beeinflussen können, müssen sie eine ausreichend lange Lebensdauer aufweisen, also stabil sein. Freie Keime sind instabil, da sie durch Diffusion, die durch die Grenzflächenspannung hervorgerufen wird, je nach Keimgröße wachsen oder schrumpfen. Freie Keime weisen nur dann eine ausreichend lange Lebensdauer auf, wenn sie stabilisiert werden. Die gängigsten Theorien zur Stabilisierung freier Keimen gehen auf Fox & Herzfeld 1954 und Yount et al. 1984 zurück. Fox und Herzfeld vermuten, dass sich an der Phasengrenzfläche von Flüssigkeit und Gas eine organische Haut bildet, die den Stofftransport und damit das Auflösen oder Anwachsen der freien Keime unterbindet. Younts Theorie basiert auf der Existenz von Surfactants (Tensiden), die sich ebenfalls an der Phasengrenzfläche anlagern und den Stofftransport verhindern.

Die Lebensdauer von Porenkeimen ist vor allem von der Benetzbarkeit der Oberfläche abhängig. Die heute weithin anerkannte Modellvorstellung geht auf Harvey et al. 1944 zurück und wurde im Laufe der Jahre unter anderem von Atchley & Prosperetti 1989 weiterentwickelt. Demzufolge sind besonders Porenkeime in hydro- und lipophoben Oberflächen (je nach vorliegender Flüssigkeit) von Bedeutung, da bei diesen die Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeit und Gas konvex ausgebildet ist (vgl. Abb. 1). Der Druck im Porenkeim ist dann infolge der Grenzflächenspannung kleiner als der Druck in der umgebenden Flüssigkeit, sodass kein Stofftransport aus dem Keim in die Flüssigkeit stattfinden kann, insofern die Flüssigkeit nicht untersättigt ist. Ein Porenkeim in einer hydrophoben Oberfläche ist über lange Zeit stabil und kann in einer kavitierenden Strömung über lange Zeit wirken.

Obwohl die beschriebenen Modelle weite Verbreitung gefunden haben und auch in der Standardliteratur wie Knapp 1970 und Franc 2004 dokumentiert sind, sind immer noch einige Fragen unbeantwortet und es finden sich stichhaltige Kritikpunkte. Mørch 2007 kritisierte, dass die meisten technischen Oberflächen keine hydro- bzw. lipophoben Eigenschaften aufweisen und Harveys Keimmodell in den meisten Fällen somit nicht zutreffend wäre. Es ist erstaunlich, dass die Benetzbarkeit der Oberflächen in diesem Zusammenhang bisher nur selten diskutiert wurde, obwohl es sich dabei um die Kernhypothese der Theorie handelt. Mørch wies ebenfalls darauf hin, dass sich eine organische Haut in Alkohol auflösen würde, also einer Flüssigkeit die natürlich auch kavitiert. Ein weiterer Kritikpunkt an den Theorien betrifft die unzureichende Unterstützung durch Experimente. Hayward 1969 kritisierte, dass die experimentellen Belege für die vorgestellten Theorien in der Regel indirekt und schlussfolgernd sind. So wurde vielfach untersucht, wie sich kavitierende Strömungen verhalten, wenn die Flüssigkeit gefiltert wird oder wenn zusätzliche Surfactants zugegeben werden. Die tatsächlichen Vorgänge an den Keimen selbst standen dabei nicht im Fokus der Betrachtung. Mørch 2007 gibt einen umfassenden Überblick über derartige Experimente.

Das Thema Keimbildung ist experimentell und theoretisch noch weitaus weniger untersucht worden, obwohl es ein wichtiger Bestandteil der Modellvorstellung von Porenkeimen ist und das Bindeglied zwischen Porenkeimen und freien Keimen darstellt. Ohne Keimbildung tragen Porenkeime, außer sie befinden sich direkt im Kavitationsgebiet, nichts zu einer kavitierenden Strömung bei. Erst durch das Ablösen freier Keime kommt ein Einfluss zustande. Befindet sich eine ausreichend große Anzahl an Porenkeimen in einem System, ist außerdem keine Stabilisierung der freien Keime notwendig, da diese kontinuierlich produziert werden. Um den Einfluss der Porenkeime auf eine kavitierende Strömung beurteilen zu können, sind vor allem die Frequenz und das Volumen (bzw. Masse) der ablösenden freien Keime von Interesse.

Liger-Belair untersuchte in Liger-Belair 2005 und zahlreichen anderen Veröffentlichungen die Keimbildung in kohlenensäurehaltigen Getränken. In Champagner dienen kleinste Zellulosefasern mit einem Durchmesser von 10 bis 20 μm als Keimherde. Die Zellulosefasern gelangen während des Abtrocknens ins Glas und produzieren nach erneutem Einfüllen eines kohlenensäurehaltigen Getränkes freie Gasblasen mit einer Frequenz von bis zu 30 Hz. Da die Frequenz (Keimbildungsrate) von der Übersättigung abhängt, nimmt sie mit abnehmendem Kohlenensäuregehalt ab. Eine Strömungssituation mit größerer technischer Relevanz ist die Umströmung eines Tragflächenprofils. Guennoun et al. 2003 untersuchten die Keimbildung an Porenkeimen auf einem NACA-Profil und beobachteten Keimbildungsraten von 5 kHz. Außerdem stellten sie fest, dass sich die Keimbildungsraten von benachbarten Porenkeimen im selben

Betriebspunkt unterscheiden können. Das lässt darauf schließen, dass Keimbildung stark von lokalen Faktoren geprägt ist.

In der vorliegenden Arbeit werden neue experimentelle Ergebnisse zur Keimbildung vorgestellt, die an einem generischen Versuchsaufbau nach einer Idee von Peters 2014 gewonnen wurden. Eine laminare radiale Plattenströmung ermöglicht Hochgeschwindigkeitsaufnahmen von Keimbildungsvorgängen an künstlichen Porenkeimen. Die Ergebnisse unterstützen das Verständnis von Keimbildung als selbsterregten zyklischen Vorgang. Mit Hilfe der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen können Keimbildungsraten gemessen und über eine Größenauswertung Stoffstromraten abgeschätzt werden. Typische Keimbildungsraten in kavitierenden Strömungen liegen in der Größenordnung von 1 bis 10 kHz. Die Herausforderung besteht zum einen in den kleinen räumlichen Abmessungen (μm bis mm) und zum anderen in der benötigten zeitlichen Auflösung sowie den kurzen Belichtungszeiten.

Die Ausarbeitung gliedert sich wie folgt. Nach der Darstellung des Versuchsprinzips in Kapitel 2 wird in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau erläutert. Kapitel 4 beinhaltet experimentelle Ergebnisse und erste Schlussfolgerungen. In Kapitel 5 folgen eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf künftige Untersuchungen.

2. Versuchsprinzip

Damit ein Porenkeim in einer Strömung freie Keime produzieren kann, muss die Masse an Gas, die mit jedem freien Keim abschwimmt, aus der Flüssigkeit nachgeführt werden. Es muss also ein Stoffstrom von in der Flüssigkeit gelöstem Gas in den Porenkeim vorliegen. Die in Abbildung 3 skizzierte Modellvorstellung dieses Vorgangs geht auf Groß und Pelz zurück (Groß 2015).

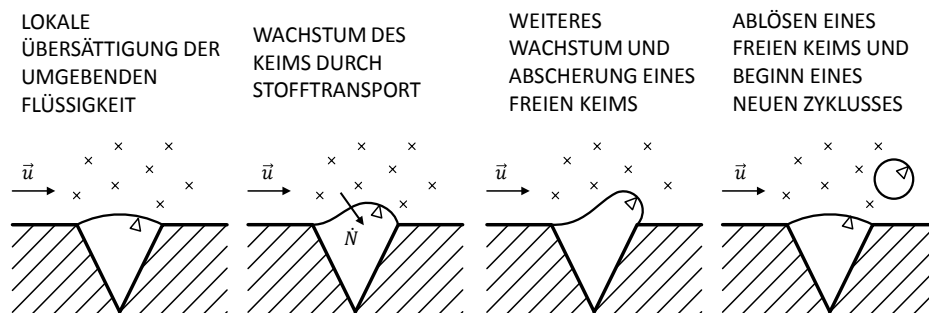


Abb. 3: Prinzipskizze des Wachstums und der Ablösung von freien Keimen von einem Porenkeim (Groß 2015)

Wie kommt der benötigte Stoffstrom zustande, der das zyklische Ablösen von freien Keimen ermöglicht? Die Größe des Stoffstroms ist nach dem Fick'schen Gesetz proportional zum Konzentrationsgradienten entgegen der Diffusionsrichtung. Ist ein Porenkeim von Flüssigkeit umgeben in der ein Konzentrationsgleichgewicht vorliegt, so ist der Konzentrationsgradient in erster Näherung Null und es kann keine Keimbildung beobachtet werden. Die Konzentration an Gas, die in einer Flüssigkeit im Gleichgewicht gelöst werden kann (Sättigungskonzentration), ist nach dem Henry-Gesetz proportional zum lokal herrschenden Druck. Erfährt die Flüssigkeit eine Druckabnahme, z. B. indem sie eine Geschwindigkeitszunahme erfährt oder Strömungsverluste auftreten, so ist sie zunächst übersättigt. Da die Konzentration am Porenkeim direkt dem neuen Druck folgt, stellt sich in der Flüssigkeit eine Konzentrationsverteilung ein. Der Konzentrationsverlauf der Konzentration c hängt von den Konzentrationsrandbedingungen, dem Diffusionskoeffizienten D und der vorliegenden Strömung (Geschwindigkeitsvektor \vec{u}) ab und wird durch die partielle Differentialgleichung

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla c = \nabla \cdot (D \nabla c) \quad (1)$$

beschrieben. Die Masse an Gas, die pro Zeiteinheit in den Porenkeim diffundiert ist proportional zum Konzentrationsgradienten an der Phasengrenzfläche und kann mit dem Fick'schen Gesetz zu

$$\dot{m} = - D M \int_{A_p} \nabla c \cdot \vec{n} dA \quad (2)$$

berechnet werden. Dabei ist M die Molmasse des Gases, A_p die Phasengrenzfläche und \vec{n} der dem Flächeninkrement zugehörige Normalenvektor. Infolge des Stofftransportes wächst der Porenkeim an. Sobald ein kritisches Volumen erreicht wird, lösen freie Keime ab.

Keimbildung kann demzufolge nur dann stattfinden, wenn eine Flüssigkeit eine Übersättigung erfährt. In unseren Experimenten wird diese Übersättigung durch eine laminare radiale Plattenströmung und den darin auftretenden Reibungsverlusten erzeugt.

3. Experimenteller Aufbau

Kavitationsexperimente werden häufig in komplexen und aufwändigen Versuchsanordnungen durchgeführt, da die Erkenntnisse auf ebenso komplexe Maschinen wie Pumpen, Turbinen, Schiffsschrauben oder Armaturen angewendet werden sollen. Aufgrund der Komplexität und Größe der Versuchsanordnungen besteht häufig eine begrenzte Zugänglichkeit zur Messstrecke, was in aufwändigen Messprozeduren und zeitaufwändigen Umbauarbeiten resultiert. Insbesondere Untersuchungen von kleinskaligen Vorgängen, wie dem der Keimbildung, sind nur schwer in derartigen Versuchsanordnungen durchzuführen. Der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Versuchsaufbau verfügt über eine gute optische und mechanische Zugänglichkeit und ermöglicht die einfache Kontrolle der experimentellen Parameter.

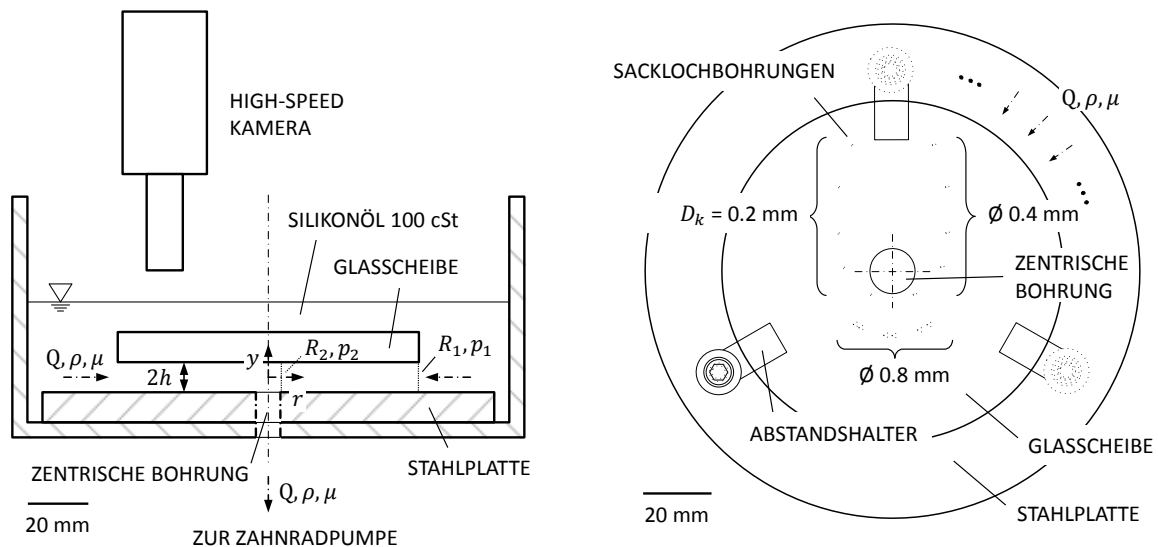


Abb. 4: Messstrecke der Versuchsanordnung. Laminare radiale Plattenströmung mit zentraler Absaugung. Die Strömung verläuft radial nach innen. Sacklochbohrungen in der Stahlplatte dienen als wandgebundene Porenkeime.

In einem zylindrischen Behälter wird eine laminare radiale Plattenströmung erzeugt, vgl. Abbildung 4. Der Spalt zwischen der unten liegenden Stahlplatte und der aufliegenden Glasscheibe mit Radius R_1 wird durch drei Abstandshalter erzeugt. Der Plattenabstand kann in

diskreten Schritten zwischen 0.05 und 2 mm eingestellt werden. Sacklochbohrungen in der Stahlplatte mit Bohrtiefen von unter 1 mm und unterschiedlichen Durchmessern D_k (0.2, 0.4, 0.6 und 0.8 mm) sind auf unterschiedlichen Radien r_k (10, 15, 20, 30 und 40 mm) angeordnet (Abbildung 4, rechts). Die Sacklochbohrungen dienen als Porenkeime, die in den Experimenten beobachtet werden. Eine drehzahlregelbare Zahnradpumpe ist über eine zentrische Bohrung (Radius R_2) mit dem Behälter verbunden und fördert die Flüssigkeit in einen Tank. Der Tank dient als Flüssigkeitsreservoir und erlaubt den Aufstieg von Gasblasen. Eine Verbindung von Tank und Behälter schließt den Kreislauf. Wir messen den Druck in der zentrischen Bohrung, den Volumenstrom hinter der Pumpe sowie Temperatur und Sauerstoffgehalt im Behälter. Vor Beginn der Experimente werden die zu untersuchenden Sacklochbohrungen mit Hilfe einer Spritze mit Gas (Luft) befüllt. Es wird sichergestellt, dass die Flüssigkeit mindestens bei Umgebungsdruck gesättigt ist, da sich die Porenkeime ansonsten in der Flüssigkeit auflösen würden. Die Versuchsflüssigkeit ist ein Silikonöl mit einer kinematischen Viskosität von 100 mm²/s und einer Dichte von 960 kg/m³ bei 25 °C. Der Bunsenkoeffizient beträgt 0.168 bei 25 °C und 1 bar, Peters 2014. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen werden mit einer IDT Motion Pro Y7 S3 Kamera durchgeführt, die eine maximale Auflösung von 1920 x 1080 Pixeln und eine maximale Framerate von 10600 Bildern pro Sekunde liefert. Die Framerate kann durch eine Reduzierung der Auflösung erhöht werden. Die Auswertung der Ablösefrequenzen und Blasengrößen erfolgt in MATLAB.

Wie bereits erwähnt, ist für die Experimente eine Übersättigung der Flüssigkeit notwendig. Zur Berechnung der Übersättigung ist die Kenntnis des lokalen Druckes erforderlich. Savage 1964 leitet mit Hilfe eines Perturbationsansatzes die folgende angenäherte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen her.

$$p(r) = p_1 + \frac{3 \mu Q}{4 \pi h^3} \ln\left(\frac{R_1}{r}\right) - \frac{27 \rho Q^2}{560 \pi^2 h^2} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{1}{R_1^2}\right). \quad (3)$$

Dabei stellen $p(r)$ und p_1 den lokalen Druck und den Druck am Radius R_1 , Q den Volumenstrom, μ die dynamische Viskosität und ρ die Dichte dar. Terme der Größenordnung $\mathcal{O}(1/r^4)$ und kleiner werden vernachlässigt. Eine dimensionsanalytische Betrachtung zeigt, dass der rechte Term der Gleichung für kleine Reynolds-Zahlen $Re := \rho Q / 4\pi R_1 \mu$ vernachlässigt werden kann. Diese Vereinfachung ist in unseren Experimenten in den meisten Fällen zulässig. Die Konzentration kann mit dem Henry-Gesetz zu $c(r) = H p(r)$ berechnet werden. Dabei ist H der Henry-Koeffizient. Die Übersättigung ist als $\chi(r) := c_1/c(r)$ definiert. Die Konzentration c_1 wird mit Hilfe eines Sauerstoffmessgerätes abgeschätzt und liegt in der Regel etwas über der Sättigungskonzentration bei Umgebungsdruck.

3. Experimentelle Ergebnisse

Langfristiges Ziel der Experimente ist es, einen Zusammenhang zwischen den auftretenden Keimbildungsfrequenzen, der Übersättigung, der Strömung und den geometrischen Parametern herzustellen und diese mit theoretischen Modellen zu vergleichen. Gesucht ist also eine Funktion $Sr = \text{fn}(Re, \chi, h/D_k)$, mit der Strouhal-Zahl $Sr := fh/u$ als dimensionsloser Frequenz (mittlere Strömungsgeschwindigkeit u). Da neben der Frequenz auch die Masse der abströmenden Keime von Bedeutung ist, soll ebenfalls ein Zusammenhang der Form $Sh = \text{fn}(Re, \chi, h/D_k)$ gefunden werden, der die Abhängigkeit der Sherwood-Zahl $Sh := \beta h/D$ als dimensionslosen Stofftransport von den Einflussgrößen beschreibt (Stoffübergangskoeffizient β). Auch hier soll ein Vergleich mit theoretischen Modellen folgen.

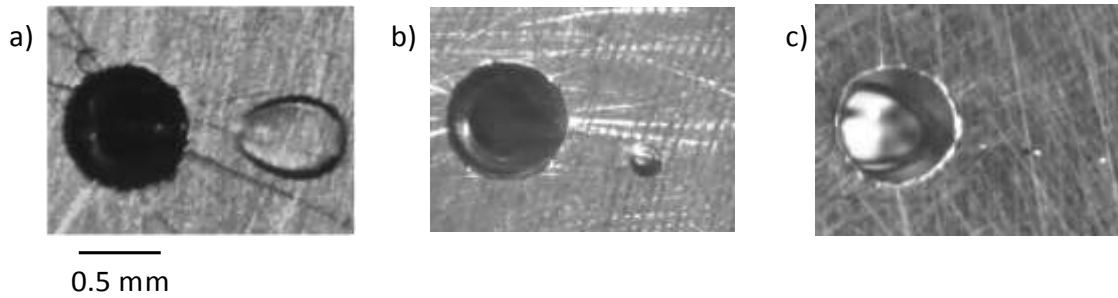


Abb. 5: Visualisierung der Ablösung freier Keime von einem Porenkeim mit Bohrungsdurchmesser $D_k = 0.8 \text{ mm}$ bei verschiedenen Frequenzen. Die gemessene Ablösefrequenz steigt von links nach rechts. Die Strömung verläuft von links nach rechts. a) $f = 0.375 \text{ Hz}$, $h = 0.05 \text{ mm}$, $u = 0.01 \text{ m/s}$, $Re = 0.005$ b) $f = 10 \text{ Hz}$, $h = 0.1 \text{ mm}$, $u = 0.1 \text{ m/s}$, $Re = 0.1$ c) $f = 830 \text{ Hz}$, $h = 0.4 \text{ mm}$, $u = 0.8 \text{ m/s}$, $Re = 3.2$

In den bisher durchgeführten Experimenten lag der Fokus hauptsächlich auf der Vermessung von Keimbildungsfrequenzen, da für eine zuverlässige Vermessung der Blasenvolumina größere Auflösungen erforderlich sind. Die gemessenen Keimbildungsfrequenzen erstrecken sich über mehrere Größenordnungen (0.1 bis 1000 Hz). Abbildung 5 zeigt exemplarisch Keimbildung bei verschiedenen Keimbildungsfrequenzen. Bei kleinen Spalthöhen und geringen Strömungsgeschwindigkeiten lösen sehr große Keime mit sehr geringen Frequenzen ab. Dabei füllen die Keime den gesamten Spalt aus (Bild 5 a). Mit zunehmender Reynolds-Zahl lösen immer kleinere Keime mit größerer Frequenz ab. Werden die Keime kleiner als der Plattenabstand, zeigen Sie eine sphärische Form (Bild 5 b und c). Bild 5 c zeigt Keimbildung mit einer Frequenz von 830 Hz. Bedingt durch die große Frequenz ist der räumliche Abstand zwischen den Keimen sehr gering.

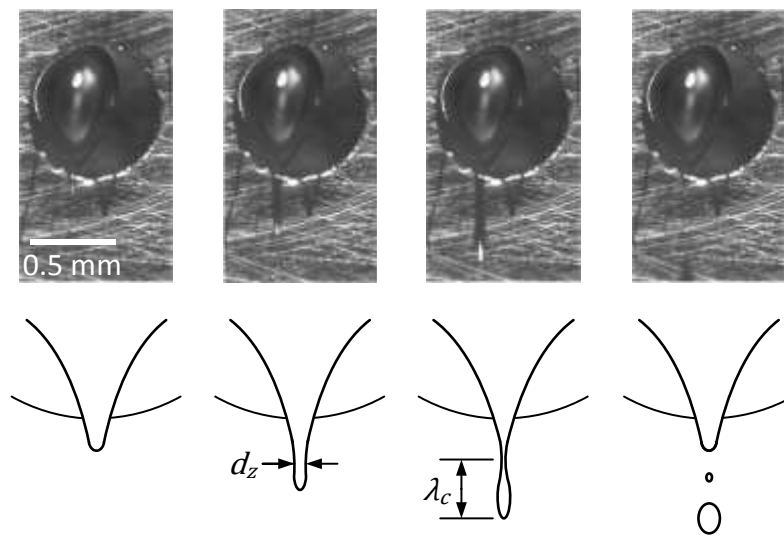


Abb. 6: High-Speed Visualisierung und Prinzipskizze der Ablösung eines freien Keims von einem Porenkeim. Der zeitliche Abstand zwischen den Bildern beträgt 1 ms. Die Strömung verläuft von oben nach unten.

Abbildung 6 zeigt die Ablösung eines freien Keims von einem Porenkeim bei einer Keimbildungsrate von 35 Hz. Bedingt durch die Strömung wölbt sich der Porenkeim über den Rand der Bohrung und es bildet sich eine Nase. Da nach wie vor Gas aus der Flüssigkeit in den Porenkeim diffundiert wächst die Nase an und es bildet sich ein zylindrischer Abschnitt. In den High-Speed Aufnahmen (Abb. 6) hat der zylindrische Abschnitt einen Durchmesser d_z von

ungefähr 50 μm . Überschreitet der zylindrische Teil eine kritische Länge λ_c schnürt er ein, eine Blase löst ab und es beginnt ein neuer Zyklus. Häufig zerteilt sich der zylindrische Abschnitt in eine große und eine kleinere Blase. Die abgelöste Blase ist in der rechten High-Speed Aufnahme noch als Schatten am unteren Bildrand zu erkennen.

Das beschriebene Verhalten erinnert stark an eine Plateau-Rayleigh Instabilität. (vgl. Rayleigh 1879). Diese Instabilität ist vor allem im Zusammenhang mit dem Zerfall von Kapillarstrahlen bekannt. Gemein haben die Phänomene, dass ein zylindrischer Fluidkörper bei der Überschreitung einer kritischen Länge instabil wird und zerfällt. Auf diese Weise wird die Oberflächenenergie minimiert und ein energetisch günstigerer Zustand angenommen. Die kritische Länge ist proportional zum Durchmesser des zylindrischen Abschnitts. Bisher liegen keine weiteren experimentellen Ergebnisse vor, die diese Hypothese untermauern. Geplant sind Messungen des Durchmessers und der Länge des zylindrischen Abschnittes sowie eine theoretische Bearbeitung der Thematik. Untersucht werden muss, wie die Abmessungen des Fluidzylinders von der Reynolds-Zahl und dem Verhältnis h/D_k abhängen. Aus diesen Erkenntnissen können dann Schlussfolgerungen auf das Volumen der ablösenden freien Keime gezogen werden.

4. Zusammenfassung

Freie Keime und Porenkeime sind wichtiger Bestandteil kavitierender Strömungen, da sie als Schwachstellen in der Flüssigkeit dienen und Kavitation erst ermöglichen. Die gängigen Theorien zu freien Keimen und Porenkeimen sind seit vielen Jahren in der Kavitationsforschung etabliert und anerkannt. Die Keimbildung, das Bindeglied zwischen Porenkeimen und freien Keimen, ist hingegen nur wenig erforscht und es gibt keine umfassenden und experimentell validierten Modellvorstellungen. In der vorliegenden Arbeit werden neue experimentelle Ergebnisse zur Keimbildung vorgestellt. Die folgende Liste fasst die wesentlichen Erkenntnisse zusammen.

(i) Keimbildung an Porenkeimen ist ein selbsterregter zyklischer Vorgang, der von der Keimablösung getriggert wird. Der Vorgang der Keimablösung erinnert an eine Plateau-Rayleigh Instabilität.

(ii) Die zu beobachtenden Keimbildungsfrequenzen hängen sowohl von der Stoffstromrate (Diffusion von in der Flüssigkeit gelöstem Gas in den Porenkeim) als auch von dem kritischen Volumen ab. Das kritische Volumen ist das Porenkeimvolumen, das erreicht werden muss, um eine Keimablösung hervorzurufen. Je kleiner das kritische Volumen ist, desto größer fällt die Keimbildungsfrequenz bei gleicher Stoffstromrate aus. Bei konstantem kritischem Volumen nimmt die Frequenz mit einer Zunahme der Stoffstromrate ebenfalls zu. Die Differenz aus kritischem Volumen und minimalem Volumen ist das Volumen der ablösenden Keime.

(iii) Die Stoffstromrate und damit die Keimbildungsfrequenz ist eine Funktion der Übersättigung der Flüssigkeit, der Reynolds-Zahl und der geometrischen Parameter. Das kritische Volumen ist ebenfalls eine Funktion der Reynolds-Zahl und der geometrischen Parameter. Die genauen funktionalen Abhängigkeiten sind bisher unbekannt.

(iv) In den bisher durchgeführten Experimenten konnten Keimbildungsraten von 0.1 bis 1000 Hz gemessen werden. Die Größe der ablösenden Keime liegt in den Größenordnungen 0.01 bis 1 mm.

(v) Die beobachteten Keimbildungsfrequenzen sind konstant und schwanken nur geringfügig. Passieren in der Flüssigkeit dispergierte freie Keime einen Porenkeim kann es zu erheblichen Abweichungen kommen.

(vi) Die Stabilisierung von Porenkeimen und die damit verbundene notwendige Existenz hydro- bzw. lipophober Oberflächen ist wichtiger Bestandteil der etablierten Theorie (Harvey et al.

1944). Die Experimente zeigen, dass eine Stabilisierung ebenfalls durch Stofftransport stattfinden kann. Diese Möglichkeit ist unabhängig von der Benetzbarkeit der Oberflächen. Die Experimente haben außerdem gezeigt, dass das Verhältnis aus Spalthöhe und Keimdurchmesser einen großen Einfluss auf den gesamten Vorgang, insbesondere auf das kritische Volumen, hat. Um diesen Einfluss abzuschwächen und einen größeren Bezug zu technischen Strömungen zu erhalten, soll das Verhältnis in künftigen Untersuchungen vergrößert werden. Dies soll durch größere Spalte aber auch durch kleineren Keimbohrungen geschehen. Für eine Verkleinerung der Keimbohrungen spricht außerdem, dass Porenkeime in technischen Oberflächen deutlich kleinere Abmessungen (Größenordnung 1 bis 10 μm) aufweisen. Zusätzlich zu den Experimenten in der Plattenströmung sind Untersuchungen an einer Sichtstrecke mit rechteckigem Strömungsquerschnitt geplant. Zwar ist der rechteckige Strömungsquerschnitt strömungstechnisch gesehen ungünstiger (Wirbel in Ecken, seitliche Wände) doch können hier sowohl High-Speed Aufnahmen von oben als auch von der Seite aufgenommen werden. Durch die günstigeren Belichtungsverhältnisse kann mit kürzeren Belichtungszeiten gearbeitet werden, sodass der Einfluss der Bewegungsunschärfe reduziert wird. Von diesen Untersuchungen erhoffen wir uns weitere Erkenntnisse über den Ablösevorgang.

5. Dankesworte

Die Autoren danken Prof. Dr.-Ing. Franz Peters für die Unterstützung hinsichtlich des Versuchsaufbaus.

6. Literatur

- Atchley, A.A., Prosperetti, A., 1989: "The Crevice Model of Bubble Nucleation", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 86, No. 3, pp. 1065-1084
- Fox, F.E., Herzfeld, K.F., 1954: "Gas Bubbles with Organic Skin as Cavitation Nuclei", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 26, No. 6, pp. 984-989
- Groß, T.F., Ludwig, G., Pelz, P.F., 2015: "Experimental Evidence of Nucleation from Wall-Bounded Nuclei in a Laminar Flow", wird veröffentlicht in: Proceedings of CAV 2015: 9th International Symposium on Cavitation
- Guennoun, F., Farhat, M., Ait Bouziad, Y., Avellan, F., 2003: "Experimental Investigations of a Particular Travelling Bubble Cavitation", Proceedings of CAV 2003: Fifth International Symposium on Cavitation
- Harvey, E.N., Barnes, D.K., McElroy, W.D., Whiteley, A.H., Pease, D.C., Cooper, K.W., 1944: "Bubble Formation in Animals. I. Physical factors", J. Cell. Physiol., Vol. 24, No. 1, pp. 1-22
- Hayward, A.T.J., 1969 "The Role of Stabilized Gas Nuclei in Hydrodynamic Cavitation Inception", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 3, pp. 574-579
- Liger-Belair, G., 2005: "The Physics and Chemistry behind the Bubbling Properties of Champagne and Sparkling Wines: A State-of-the-Art Review", J. Agric. Food Chem., Vol. 53, No. 8, pp. 2788-2802
- Lord Rayleigh, 1879: "On the Capillary Phenomena of Jets", Proc. R. Soc. Lond., Vol. 29, pp. 71-97
- Mørch, K.A., 2007: "Reflections on Cavitation Nuclei in Water", Phys. Fluids, Vol. 19, No. 7
- Peters, F., Honza, R., 2014: "A Benchmark Experiment on Gas Cavitation", Exp. Fluids, 55:1786
- Savage, S.B., 1964: "Laminar Radial Flow between Parallel Plates", J. Appl. Mech., Vol. 31, No. 4, pp. 594-596
- Yount, D.E., Gillary, E.W., Hoffman, D.C., 1984: "A Microscopic Investigation of Bubble Formation Nuclei", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 76, No. 5, pp. 1511-1521