

# Stabilität und Lumineszenz laserinduzierter Kavitationsblasen im Schallfeld

Tobias Wilken<sup>1</sup>, Dennis Kröninger, Thomas Kurz, Werner Lauterborn

Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen, 37077 Göttingen,<sup>1</sup> Email: twilken@physik3.gwdg.de

## Einleitung

Transiente Kavitationsblasen, die mit Femtosekunden-Laserpulsen in Wasser erzeugt werden, zeigen beim Kollaps keine Lumineszenz [1]. Die anfängliche Asphärizität der Blase, hervorgerufen durch die elongierte Form des Laserplasmas, bleibt über die gesamte Schwingung erhalten und verhindert eine genügend hohe Energiekonzentration im Kollaps. Erst wenn eine solche Blase durch ein externes Schallfeld getrieben wird, kann – abhängig von der Phase und Stärke des Stehwellenfeldes – Lumineszenz nachgewiesen werden [2]. In dieser Arbeit wird der Einfluss der Schalldruckamplitude auf die Lumineszenz und die Stabilität der Blasendynamik über viele Schwingungsperioden genauer untersucht.

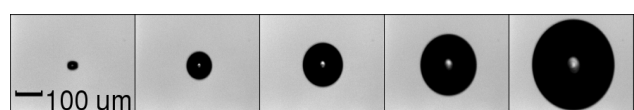
## Methoden

Die Experimente werden mit einer wassergefüllten kubischen Glasküvette (Kantenlänge 3 cm) durchgeführt. In die Küvette wird über einen piezoelektrischen Wandler Ultraschall eingekoppelt. Die Frequenz des Schallfeldes ( $f = 43,94$  kHz) entspricht etwa der Resonanzfrequenz der (1,1,1)-Mode der Küvette. Die Schalldruckamplitude ist durch die am Wandler anliegende Spannung regelbar. Zur Erzeugung einer Blase wird ein Laserpuls von 130 fs Dauer über eine aberrationsminimierte Optik in den Druckbauch des Stehwellenfeldes fokussiert. Die Pulsenergie liegt knapp über der Durchbruchschwelle (ca.  $0,2 \mu\text{J}$ ), die entstehende Blase hat dann einen maximalen äquivalenten Kugelradius von ca.  $6 \mu\text{m}$  und kollabiert innerhalb von  $0,4\text{--}0,5 \mu\text{s}$ . Laseroszillator und akustischer Signalgenerator sind über eine Elektronik phasenstarr gekoppelt. Diese Synchronisation erlaubt es, Blasen zu wohl definierten Phasen des Schallfeldes zu erzeugen. Zur Beobachtung wird entweder ein gekühlter Photomultiplier (PM), eine ICCD- oder eine CCD-Kamera genutzt, wobei zur Vergrößerung ein Fernmikroskop eingesetzt wird. Ein dielektrischer Spiegel verhindert die Einstreuung von Laserstrahlung in das jeweilige Messgerät. Die Dynamik der Blasen wird mit Hilfe der schnellen CCD-Kamera (Verschlusszeit 200 ns) und einer Blitzlampe aufgenommen (Shadowgraph). Auf Grund der guten Reproduzierbarkeit der Blaseigenschaften können stroboskopische Aufnahmen der Blasendynamik aus Einzelbildern angefertigt werden: Die Synchronisation erlaubt es, die Verzögerung zwischen Laserschuss und Belichtung frei zu wählen, so dass nach jedem Schuss der Zeitpunkt der Beobachtung verschoben wird. Mögliche Kavitationslumineszenz wird mit dem Photomultiplier oder der ICCD detektiert. Die Schalldruckamplitude in der Küvette wird mit einem Hydrophon gemessen. Die Kalibrierung erfolgt indirekt. Aus den Bildserien von im Schallfeld getriebenen Blasen werden die Volumina ermittelt, um eine äquivalente sphärische Dynamik zu bestimmen. An diese werden numerische Lösungen der Gilmore-Gleichung (siehe

z.B. [3]) angepasst und mit der Methode des kleinsten quadratischen Fehlers die Amplitude und Phase des Schallfeldes ermittelt. Die benötigten Anfangsbedingungen werden aus Fits an die nicht getriebene Blase gewonnen (genauere Beschreibung siehe [2]).

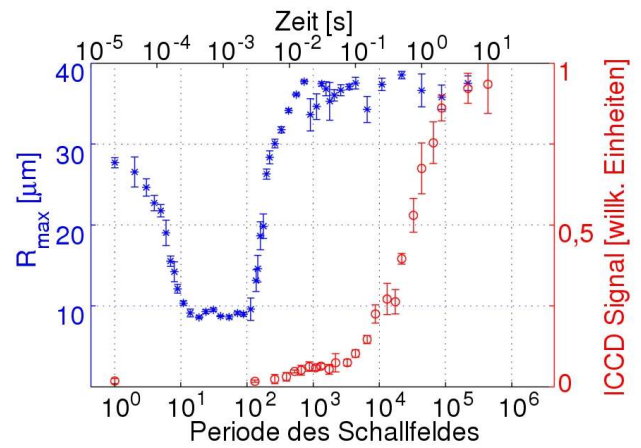
## Ergebnisse

Die hier diskutierten Blasen werden in der Überdruckphase des Schallfeldes (Phase  $70^\circ$  des Sinussignales) in entgastem Wasser (20 mbar Partialdruck) erzeugt und kollabieren daher sofort. Nach einigen kleinen – nicht auflösbaren – Schwingungen werden sie schließlich in der Unterdruckphase stark aufgezogen und es folgt der erste „Riesenkollaps“. Dieser ist hier als erster Kollaps nach dem Aufziehen in der Unterdruckphase definiert. In Abb. 1 sind für verschiedene Schalldruckamplituden die Aufnahmen von Blasen in ihrer maximalen Ausdehnung während der ersten Unterdruckphase gezeigt. Wie man erkennt, können die Blasen durch das Schallfeld sehr weit aufgezogen werden und nehmen dabei eine sphärische Form an. In Abb. 2 ist das mittlere Lumineszenzsignal der ersten 5 Riesenkollapse und die dazugehörige relative Häufigkeit der Leuchtereignisse von 200 Messungen pro Schalldruckamplitude aufgetragen. Es wird also ein Zeitbereich von ca. 5 Perioden ( $125 \mu\text{s}$ ) mit dem PM beobachtet. Als Leuchtereignis wird jede Signalspitze über  $10$  mV gewertet, sofern sie in das gewählte Zeitfenster (kleiner als  $10 \mu\text{s}$ ) um den jeweiligen Kollaps fällt. Dabei wird der Kollapszeitpunkt anhand der dazu aufgenommenen Bilderserien ermittelt. Gut zu erkennen ist das starke Anwachsen der Signalstärke bzw. Detektionswahrscheinlichkeit der ersten Lichtemission zu höheren Drücken hin. Schon beim zweiten Riesenkollaps sinkt jedoch die Detektionsrate bei Schalldruckamplituden über  $3,12$  bar auf nahezu  $0\%$ . In den darauffolgenden Schallfeldperioden ist sogar nur für Amplituden unter  $2$  bar eine signifikante Wahrscheinlichkeit der Detektion von Lumineszenz vorhanden. Kameraaufnahmen belegen, dass die stärker getriebenen Blasen schon im zweiten oder dritten Riesenkollaps zerfallen und danach keine Einzelblase aus den Blasenresten entsteht. Dies kann durch Rayleigh-Taylor-Instabilität während des heftigen Kollapses erklärt werden [4]. Einen weiteren Beitrag zur Begrenzung der Lichtemission könnte das sogenannte „vapour trapping“ liefern [5]. Zu höheren Schalldrücken steigt der Maximalradius und die Kollaps-

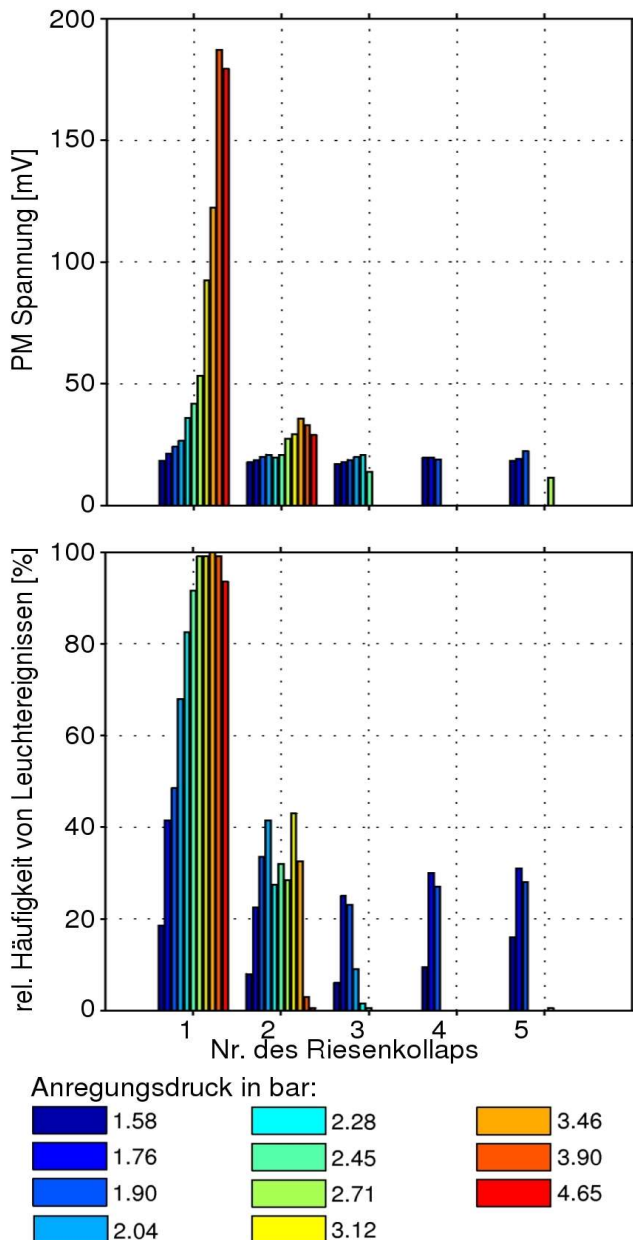


**Abbildung 1:** Maximale Blasengröße vor dem ersten Riesenkollaps bei verschiedenen Schalldrücken. Von links nach rechts: 0 bar; 1,76 bar; 2,28 bar; 3,12 bar; 4,65 bar.

geschwindigkeit, so dass mehr Wasserdampf im Kollaps gefangen werden kann, welcher die Sonolumineszenz unterdrückt. Das Ansteigen der Detektionswahrscheinlichkeit bei niedrigen Schalldrücken legt nahe, dass unter geeigneten Bedingungen eine Entwicklung zu stabil schwingenden SBSL-Blasen möglich ist. Das Experiment wird daher mit weniger stark entgastem Wasser (200 mbar) bei einer Schalldruckamplitude von 1,55 bar wiederholt. Die Lumineszenz wird hier mit der ICCD aufgenommen, so dass kleine Bewegungen der Blaseschwerpunkte („tanzende Blase“) dokumentiert werden können. Die Einzelsignale der Pixel werden über den gesamten Bildausschnitt aufsummiert. Die Belichtungszeit beträgt 2,28 ms, also etwa 100 Perioden des Schallfeldes (Frequenz hier 43,68 kHz). In Abb. 3 ist die Mittelung über 5 Messungen



**Abbildung 3:** Ergebnisse von 5 Messungen bei  $f = 43,68$  kHz, 1,55 bar Schalldruckamplitude und einem Gasgehalt von 200 mbar. Blaue Kurve: Aus Kameraaufnahmen ermittelter Maximalradius der Blaseschwingung zur jeweiligen Periode des Schallfeldes. Rote Kurve: Über den Bildausschnitt aufsummiertes ICCD Signal. Belichtungszeit 100 Schallfeldperioden. Der erste Messwert entspricht also den ersten 100 Perioden.



**Abbildung 2:** Über 200 Messungen gemittelte Ergebnisse der PMT Messungen für getriebene Blasen ( $f = 43,94$  kHz) bei unterschiedlichen Schalldruckamplituden. Zeitfenster kleiner 10  $\mu\text{m}$  um Kollapszeit. Oben: Spitze der PM Spannung für die ersten 5 Riesenkollapse. Unten: Relative Häufigkeit der Leuchtereignisse. Rauschschwelle 10mV.

aufgetragen. Zusätzlich wird der momentane Maximalradius der periodischen Blaseschwingung aus Bilderserien ermittelt. Dieser sinkt innerhalb der ersten 10 Perioden von 27 auf etwa 9  $\mu\text{m}$  und bleibt bei diesem Wert für ca. 100 Perioden. Erst dann fängt der Maximalradius der Blase wieder an zu wachsen, um nach etwa 1000 Perioden seinen Sättigungswert von rund 35  $\mu\text{m}$  zu erreichen. Zu diesem Zeitpunkt erkennt man auf den Kameraaufnahmen, dass im Kollaps Mikrobäschen abgesondert werden. Nach etwa 50 ms beginnt die Lichtausbeute anzusteigen und gelangt nach über 100000 Perioden (eine Sekunde) an ihre Sättigung.

Die experimentellen Ergebnisse werden wie folgt interpretiert. Beim anfänglichen Schrumpfen der Blase werden die Reaktionsprodukte des Laserplasmas – hauptsächlich Wasserstoff und Sauerstoff – im umgebenden Wasser gelöst. Das spätere Anwachsen erfolgt dann durch Diffusion von Luft in die Blase, bis sich ein Gleichgewicht zwischen Eindiffusion beim Aufschwingen und Ausdiffusion während des Kollapses eingestellt hat. Es vollzieht sich eine Anreicherung mit Argon, welches nicht wie die anderen Inhaltstoffe der Blase während der Kollapse reagiert und im Wasser gelöst wird [6].

## Literatur

- [1] R. Geisler, Dissertation, Universität Göttingen (2003).
- [2] T. Kurz, D. Kröninger, W. Lauterborn, eingereicht bei Physical Review E (2005).
- [3] A. Prosperetti, A. Lezzi, J. Fluid. Mech. **168**, 457 (1986).
- [4] H.W. Strube, Acustica **25**, 289 (1971).
- [5] B.D. Storey, A.J. Szeri, Proc. R. Soc. Lond. A **456**, 1685 (2000).
- [6] D. Lohse, M.P. Brenner, T.F. Dupont, S. Hilgenfeldt, B. Johnston, Phys. Rev. Lett. **78**, 1359 (1997).