

Optische Kavitation im Schallfeld

Dennis Kröniger¹, Thomas Kurz, Tobias Wilken, Werner Lauterborn

Drittes Physikalisches Institut, D-37073 Göttingen, ¹Email: dkroeni@physik3.gwdg.de

Einleitung

Es ist bekannt, dass transiente Blasen, die mit Nanosekunden-Laserpulsen erzeugt werden, beim Kollaps zur Zeit maximaler Kompression einen Lichtblitz aussenden (z.B. [1] und Referenzen darin). In diesem Zusammenhang hat Ohl [2] gezeigt, dass sich die Lumineszenz durch Schallanregung verstärken oder abschwächen lässt, abhängig von der Phase des Schallfeldes relativ zum Laserschuss. Um eine Blase möglichst stark anzuregen, sollte die Schallfrequenz in der Nähe der Resonanzfrequenz der Blase liegen. Bei den großen, durch ns-Pulse erzeugten Blasen (Maximalradius von einigen mm) sind die Frequenzen jedoch so niedrig, dass sich in den relativ kleinen, für die optische Kavitation verwendeten Küvetten, kein resonantes Stehwellenfeld mehr erzeugen lässt. In dieser Arbeit soll daher das Verhalten kleiner Blasen untersucht werden, die mit Hilfe von Femtosekunden-Laserpulsen in einer Ultraschallküvette erzeugt werden. Durch den nichtlinear-optischen Effekt der Selbstfokussierung sind diese Blasen jedoch nicht sphärisch, sondern elongiert. Geisler [3] hat festgestellt, dass solche frei kollabierende Blasen keine Lumineszenz zeigen. Ziel dieser Arbeit ist es, den Kollaps von Blasen durch Schall zu verstärken, um so Kavitationslumineszenz zu erhalten.

Methoden

Zur Erzeugung der 130 fs kurzen Laserpulse wird ein modengekoppeltes Ti:Saphir Lasersystem verwendet. Die Pulse (Energie 0.2 μ J) werden durch eine aberrationsminimierte Optik in den Druckbauch des Stehwellenfeldes der Küvette fokussiert. Das Schallfeld wird mit einem an die Küvettenwand geklebten, piezoelektrischen Wandler erzeugt, der mit der Resonanzfrequenz der Grundmode der Küvette ($f=44.56$ kHz) schwingt. Der Signalgenerator und die Laserelektronik sind synchronisiert, um Blasen zu wohl definierten, variablen Phasen des Schallfeldes zu erzeugen. Eine schnelle CCD-Kamera (200 ns Verschlusszeit) ist an ein Fernmikroskop angeschlossen, um Fotografien der mit einer Blitzlampe beleuchteten Blase aufzunehmen. Da auch die Kamera synchronisiert ist, kann die Verzögerung zwischen Laserdurchbruch und der Belichtung frei gewählt werden. Aufgrund der guten Reproduzierbarkeit der Blasen lassen sich stroboskopische Aufnahmen ihrer Dynamik aus Einzelbildern anfertigen, indem bei jedem neuen Laserschuss ein anderer Zeitpunkt beobachtet wird. Anstatt der Kamera kann auch ein auf -20° C gekühlter Photomultiplier (PM) zur Detektion möglicher Kavitationslumineszenz hinter das Mikroskop gebracht werden. Zwei dielektrische Spiegel im Strahlengang schützen den PM vor Laserstrahlung. Zur Abschätzung der Parameter der beobachteten Bla-

sen wird ihre Dynamik mit numerischen Lösungen der Gilmore Gleichung für sphärische Blasen [4] verglichen. Dazu wird das Blasenvolumen gemessen, um eine äquivalente sphärische Dynamik bestimmen zu können. Im Modell werden Kompressibilität, Viskosität und Oberflächenspannung berücksichtigt. Der Blaseninhalt wird als Van-der-Waals Gas modelliert. Im folgenden bezeichnet R den Blasenradius, R_m den Gleichgewichtsradius und p_{ac} die Schalldruckamplitude in der Küvette.

Ergebnisse

Die Anfangsbedingungen ($R(0)$, $\dot{R}(0)$) und der Gleichgewichtsradius R_m der Blasen sollten im wesentlichen durch Form und Energie des Laserplasmas gegeben sein und nicht von der angelegten Schalldruckamplitude abhängen. Der Anfangsradius der Blase konnte aus den Fotos direkt bestimmt werden, während $\dot{R}(0)$ und R_m durch Anpassung der numerischen Lösungen des Modells mit der Methode des kleinsten quadratischen Fehlers gewonnen wurde (Messungen ohne Schallfeld). Da die verfügbaren Hydrophone die Resonanz der benutzten Küvette zu sehr gestört haben, wurde auch die Schalldruckamplitude und die absolute Phase des Schallfeldes durch numerische Anpassung bestimmt (ausgehend von $p = p_0 + p_{ac} \sin(2\pi ft) + \Phi$). Mit den Anfangsbedingungen aus der vorherigen Anpassung wurde p_{ac} und Phase Φ des Schallfeldes variiert, und die Parameter ausgewählt, bei denen die Kollapszeiten aus der Simulation die kleinste Abweichung gegenüber den gemessenen Kollapszeiten

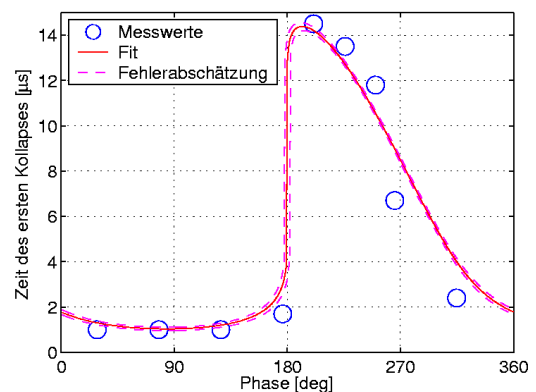


Abbildung 1: Kollapszeit einer Blase im Schallfeld als Funktion der Injektionsphase, mit $p_{ac} = 159$ kPa, $f_{ac} = 44.6$ kHz, $R(0) = 6.16$ μ m, $\dot{R}(0) = 26.2$ m/s, $R_{eq} = 2.22$ μ m. Die Fehlerabschätzung bezieht sich nur auf die Schwankung in der Laserpulsenergie und die dadurch veränderten Parameter der Blase.

hatten (Abb. 1). Bei einer Laserpulsenergie von $0.22 \mu\text{J}$ und einer Frequenz des Schallfeldes von 44.6 kHz ergaben sich aus den Bildern der Blase ohne Schallfeld und den Kollapszeiten der Blase im Schallfeld folgende Parameter: $R_{eq} = 2.22 \mu\text{m}$, $R(0) = 6.16 \mu\text{m}$, $\dot{R}(0) = 26.2 \text{ m/s}$, $p_{ac} = 159 \text{ kPa}$. Das Photomultipliersignal von 100 Messungen wurde zeitlich in 40 Fenster von $0.4 \mu\text{s}$ Breite unterteilt. Für jedes Fenster wurde die Anzahl der Signalspitzen, die ein gewisse Spannungsschwelle überschreiten, gezählt und in ein Balkendiagramm aufgetragen (Abb. 2, Abb. 3). Unter dem Diagramm sind horizontale und vertikale Streakabbildungen der Blase dargestellt, die aus den Kameraaufnahmen gewonnen wurden. Dabei bezeichnen r und z die Ausdehnung senkrecht zur bzw. in Strahlrichtung.

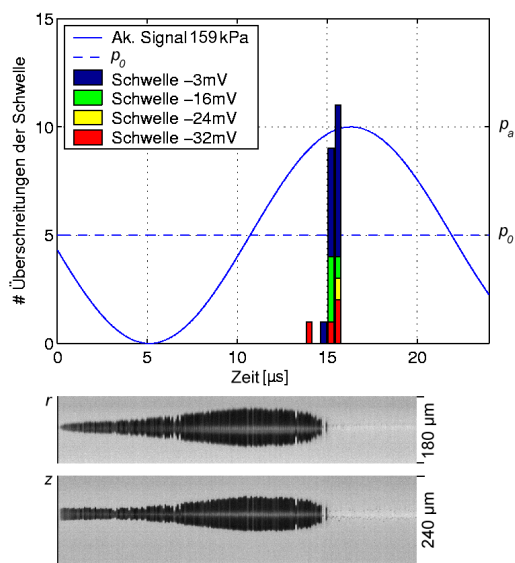


Abbildung 2: Histogramm von 100 PM-Aufnahmen im Intervall $6.8 \mu\text{s} - 23.3 \mu\text{s}$; Streakabbildungen: Phase = 192° , $f = 44.6 \text{ kHz}$, $p_{ac} = 159 \text{ kPa}$.

Eine Blase, die mit einem fs-Laserpuls in einem Schallfeld erzeugt wird, kann also, im Gegensatz zum Fall ohne Schall, Licht emittieren, sofern die Phase der Anregung richtig gewählt wird. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten: In einem Fall (2) wird die Blase gleich nach der Erzeugung weit aufgezogen, im anderen Fall (3) kollabiert die Blase rasch, schwingt nach und wird dann erst weit aufgezogen. Für die letzten 5 Bilder vor dem Kollaps wurde das Elongationsverhältnis ϵ , also das Verhältnis von Auslenkung in z - zu der Auslenkung in r -Richtung, gemittelt und in Abb. 4 für verschiedene Phasen zusammen mit der Anzahl der Leuchtereignisse in der Nähe des Kollapses (Signalschwelle 3 mV) aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die Lichtausbeute auch stark von der Sphärizität der Blase während des Kollapses abhängt. Bei einer leichten Änderung der Phase bleiben die Kollapszeiten bzw. die Dynamik der Volumenschwingung nahezu erhalten, das Elongationsverhältnis im Kollaps und damit die Lichtausbeute ändert sich jedoch deutlich.

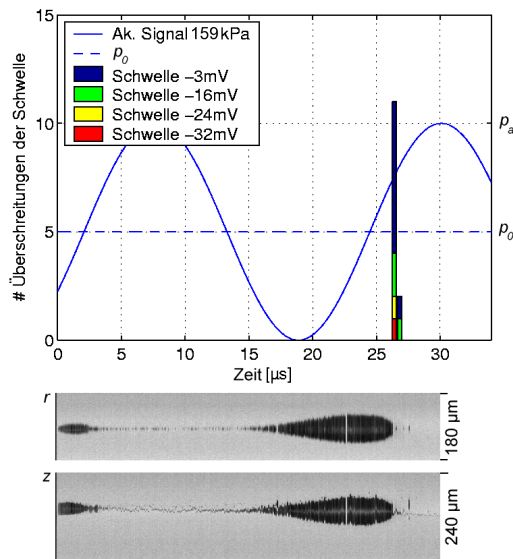


Abbildung 3: Histogramm von 100 PM-Aufnahmen im Intervall $16.8 \mu\text{s} - 33.3 \mu\text{s}$; Streakabbildungen: Phase = 331° , $f = 44.6 \text{ kHz}$, $p_{ac} = 159 \text{ kPa}$.

Phase	ϵ	Leuchtereignisse
184°	0.966	2
192°	1.025	22
201°	1.070	3
323°	0.960	6
331°	0.990	13
340°	0.966	8

Abbildung 4: Elongationsverhältnisse gemittelt über die letzten 5 Bilder vor dem Kollaps. Signalschwelle 3 mV .

Zusammenfassung

Wir haben gezeigt, dass eine mit einem fs-Laserpuls erzeugte Blase beim ersten Kollaps Licht aussenden kann, wenn sie zur richtigen Phase in einem Schallfeld generiert wird. In diesem Fall kollabiert die Blase sphärisch. In einem anderen Phasenbereich ist es möglich, Lichtemissionen bei einem späteren, starken Kollaps zu erhalten. Auch hier lässt sich Lumineszenz nur bei einer hinreichend sphärischen Form der Blase im Kollaps nachweisen.

Literatur

- [1] W. Lauterborn, T. Kurz, R. Mettin, C.-D. Ohl, Adv. Chem. Phys. **110**, 295 (1999).
- [2] C.-D. Ohl, Phys. Rev. E **61**, 1497 (2000).
- [3] R. Geisler, Dissertation, Universität Göttingen, (2003).
- [4] A. Prosperetti, A. Lezzi, J. Fluid Mech. **168**, 457 (1986).