

# Sonolumineszenz oszillierender Blasen: Untersuchungen zu einem neuen Phänomen

J. HOLZFUSS, R.G. HOLT\*, D. F. GAITAN\*\*, A.A. ATCHLEY\*\*

Institut für Angewandte Physik, TH Darmstadt, \*Department of Mechanical Engineering, Yale University, New Haven, USA, \*\*Physics Department, Naval Postgraduate School, Monterey, USA

## Einleitung

Eine bei Fokussierung von Ultraschall in einem flüssigkeitsgefüllten Hohlraum entstehende Blase wird zu heftigen Oszillationen angeregt. Bei hohen Schalldrücken geht von dieser Blase ein blaues Leuchten aus, das mit dem bloßen Auge gesehen werden kann. Diese sogenannte Sonolumineszenz [1] besteht aus kurzen Lichtblitzen, die von der Blase zum Kollapszeitpunkt ausgehen. Die Zeitintervalle zwischen diesen Blitzen werden untersucht. Es stellt sich heraus, daß diese Intervalle trotz periodischem Anregungsschalls nicht immer konstant sind. Mit Methoden der Nichtlinearen Dynamik wird versucht, die Komplexität dieses Phänomens zu bestimmen.

## Experiment

Im Experiment wird ein radialsymmetrisches Ultraschallfeld von ca.  $27\text{ kHz}$  und  $1.5\text{ bar}$  mit einem in der Gefäßmitte liegendem Intensitätsmaximum erzeugt [2,3]. Durch das sogenannte "Akustische Schweben" wird eine kleine Blase im Zentrum eines wassergefüllten kugelförmigen Glasgefäßes gehalten (Abb. 1). Die von der Blase ausgehenden Lichtblitze werden mit einem Photonenvervielfacher (PMT) aufgenommen. Die Zeit zwischen den einzelnen Blitzen wird durch einen Zeit-Spannungskonvertierer (TAC) gemessen, der nach einer Verzögerungszeit von z.B.  $36\text{ }\mu\text{s}$  in einem Meßbereich von  $0 - 1\text{ }\mu\text{s}$  auf den nächsten Blitz wartet. Dieser Impuls stoppt den Konvertierer und löst gleichzeitig die nächste Verzögerung aus. Die zur Zeit proportionale Spannung wird digital gespeichert. Die Zeitauflösung beträgt ca.  $0.25\text{ ns}$ .

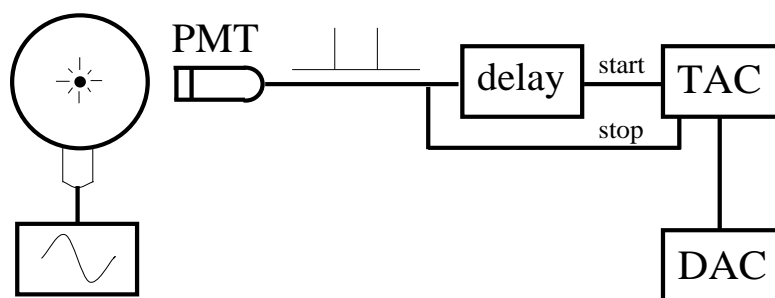


Abb. 1: Der Versuchsaufbau zur Aufnahme der Sonolumineszenz.

Nach Erscheinen der Sonolumineszenz kann als Parameter die Amplitude und die Anregungsfrequenz verändert werden. Bei einer Veränderung der Anregungsfrequenz ändert sich gleichzeitig wegen der hohen Güte des Resonators auch die Amplitude am Ort der Blase. Bei einem geringen Erniedrigen der Frequenz stellt sich ein sehr interessanter Effekt heraus: Die anfänglich sehr schmale Verteilung der Zeiten zwischen den Pulsen ( $\delta t_{\frac{1}{2}} = 1\text{ ns}$ ) (Abb. 2) spaltet in 2 im Verhältnis zur Halbwertsbreite weit entfernte Maxima auf. Weitere Aufspaltungen in 4 Maxima sind bei zunehmender Änderung möglich. Außerdem wird häufig eine sehr starke Verbreiterung und Abflachung der Verteilung beobachtet.

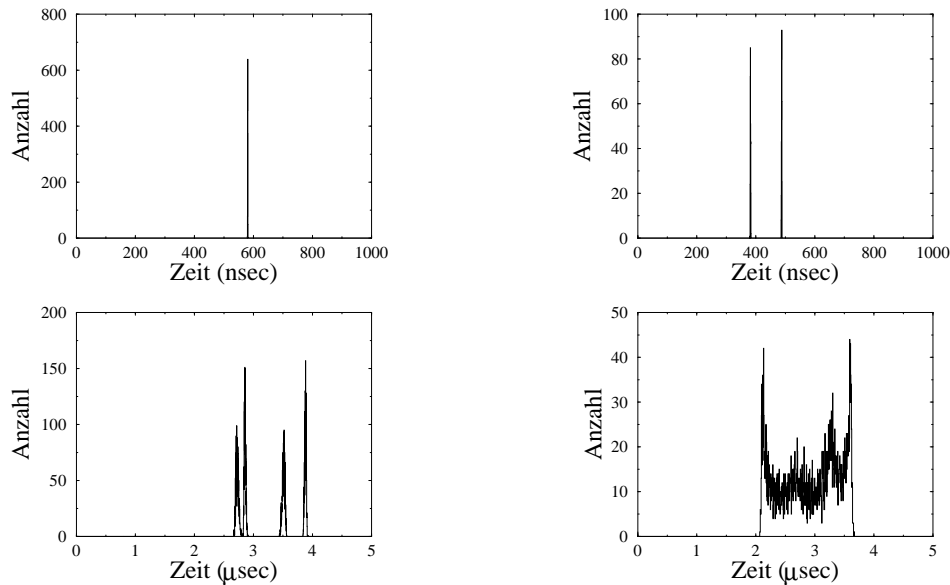


Abb. 2: Häufigkeitsverteilungen der Abstände zwischen den Blitzen bei geänderter Anregungsfrequenz.

### Auswertung

Um die Komplexität der beobachteten Phänomene zu untersuchen und um die Dimension der zu entwickelnden Differentialgleichungen, die den Effekt beschreiben sollen, abzuschätzen, werden Methoden der Nichtlinearen Dynamik herangezogen.

Die Verbindung zwischen der Systemdynamik im Zustandsraum und den gemessenen Daten läuft über die Einführung einer sogenannten Poincaré-Ebene. Hierbei wird eine (Hyper-) Ebene  $\Sigma$  transversal zu den Zustands-Trajektorien in den Phasenraum gelegt. Die Dimension der Poincaré-Ebene ist um 1 niedriger als die des Zustandsraumes. Eine einfache periodische Bewegung im Zustandsraum wird durch einen Punkt dargestellt. Hier ist die Poincaré-Ebene im Zustandsraum z.B. durch  $\Sigma_{T_0}$  gegeben, wobei  $T_0$  die Temperatur innerhalb der Blase ist, die ausreicht, den photonenerzeugenden Prozess auszulösen.

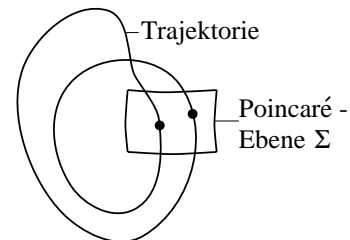


Abb. 3: Die Poincaré-Ebene

Die gemessenen Daten liegen in der Form  $\{\Delta t_n, n = 1, 2, \dots\}$  als indizierte Zeiten zwischen aufeinanderfolgenden Blitzen vor. Aus dieser Zeitreihe wird durch Verwendung von verzögerten Koordinaten ein zum ursprünglichen Zustandsraum äquivalenter konstruiert [4]. Ein Zustandspunkt ergibt sich demnach zu  $\Delta \mathbf{t}_n = (\Delta t_n, \Delta t_{n-1}, \Delta t_{n-2})$ , wenn ein dreidimensionaler Zustandsraum zugrundegelegt wird.

Die Abbildungen 4 zeigen einige in der Poincaré-Ebene konstruierte Attraktoren, deren Daten bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen erhalten wurden. In Abb. 4 a-c sieht man eine sukzessive Periodenverdopplung, bei der ein einzelner Punkt in 2 und 4 Punkte bifurkiert. In Abb. 4d sieht man eine häufig auftretende Erscheinung: Ein Grenzzyklus in der Poincaré-Ebene deutet auf eine im System auftretende, zur ursprünglichen Anregungsfrequenz inkommensurable Frequenz hin. Im ursprünglichen Phasenraum liegt ein zweidimensionaler Torus vor, der im Poincaréschnitt in eine geschlossene Kurve abgebildet wird. Bei weiterer Veränderung der

Frequenz kann sich der Attraktor weiter aufblähen (Abb. 4e) oder eine Bandstruktur aufweisen (Abb. 4f). Die Dimension des Attraktors aus Abb. 4e wird mit numerischen Methoden bestimmt, um Aussagen über die Anzahl der Freiheitsgrade einer Modellierung machen zu können.

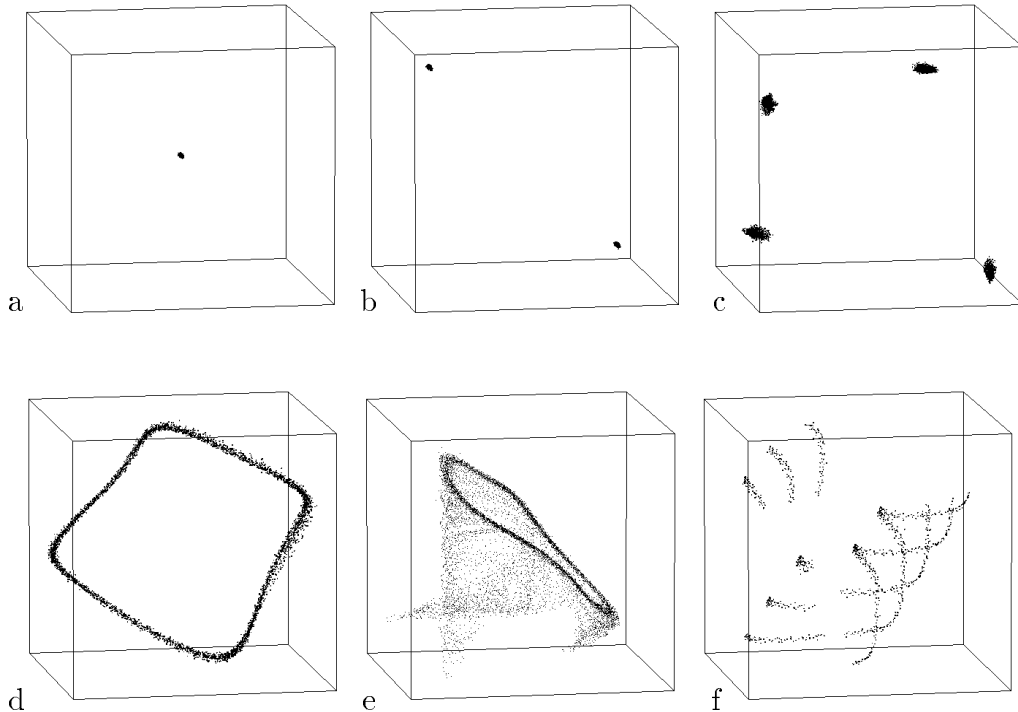


Abb. 3: Aus den Pulzwischenzeiten konstruierte Attraktoren

Hierzu werden punktweise Dimensionen bestimmt [5], die sich von verschiedenen Methoden als die am besten geeignete herausgestellt hat. Die Anzahl  $N$  von Zuständen in einem Phasenraumvolumen der Kantenlänge  $2r$  skaliert im Grenzfall  $r \rightarrow 0$  wie  $N \sim r^d$ . Die Größe  $d$  ist die Dimension des Attraktors im Mittelpunkt des Phasenraumvolumens. Ein Histogramm der Werte für  $d$  bei statistisch verteilten Volumina ist in Abb. 5 zu sehen. Man sieht, daß die Verteilung im Mittel ca. 2 ergibt. Dies bedeutet für den Attraktor im ursprünglichen Phasenraum eine Dimension von 3. Weitergehende Analysen über die Qualität dieser Attraktoren [6] werden folgen.

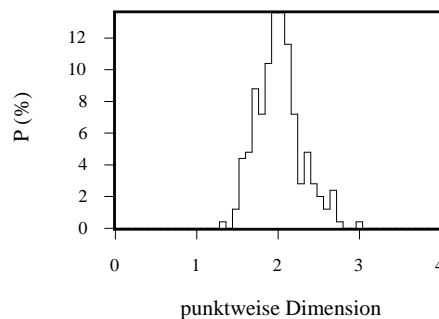


Abb. 5: Verteilung von punktweisen Dimensionen

Bisherige einfache Modelle beschreiben radiale Blasenoszillationen als  $f(R, \dot{R}, t)$ . Die Zeitentwicklung findet also in einem dreidimensionalen Phasenraum statt. Periodenverdopplungen und chaotische Schwingungen der Blasenwand lassen sich hiermit hervorragend model-

lieren [7]. Die Temperatur in der Blase berechnet sich aus dem angenommenen Adiabaten-gesetz während der Kompressionsphase. Da die verwendeten Modelle strikt dissipativ sind, sind sogenannte Hopfbifurkationen, d.h. das Auftreten von inkommensurablen Frequenzen, nicht möglich. Erweiterte Modelle berücksichtigen Veränderungen z.B. des Blaseninnendrucks durch gleichgerichtete Diffusion. Solche Vorgänge laufen jedoch wesentlich zu langsam ab, als daß sie die Dynamik auf Zeitskalen in der Größenordnung einer Schwingung beeinflussen könnten. Es muß also nach Erweiterungen Ausschau gehalten werden. Eine Möglichkeit die sich anbietet, ist die Kopplung der Blasendynamik an die chemische Kinetik, die z.B. den Zerfall in  $H^+$  und  $OH^-$ -Ionen und deren Rekombination beschreibt. Dazu sind weitere Untersuchungen zum Auftreten der Ionen notwendig. Eine weitere Möglichkeit ist die Hypothese einer Schockwelle, deren Implosion kurz vor dem Kollaps zusammen mit Strahlungstransport das Entstehen der Sonolumineszenz auslöst und die Blasendynamik beeinflusst [8].

### Zusammenfassung

Die Dynamik der Lichtblitze sonolumineszierender Blasen wurde untersucht. Durch radial-symmetrische Fokussierung von Ultraschall konstanter Frequenz wird in Wasser eine Blase erzeugt, die bei hohen Schalldrücken Lichtpulse von ca. 50 ps Dauer aussendet. Energiekonzentrationen von 11 Größenordnungen werden erreicht. Es stellt sich heraus, daß trotz periodischer Anregung die Zeitabschnitte zwischen den Blitzen einer komplizierten Dynamik unterliegen kann. Periodenverdopplungen, quasiperiodisches Verhalten durch das Auftreten inkommensurabler Frequenzen und auch Chaos sind möglich. Zur Auswertung müssen Methoden der Zeitreihenanalyse nichtlinearer dynamischer Systeme herangezogen werden, da wegen Aliasingproblemen keine Fourieranalyse angewendet werden kann. Es stellt sich heraus, daß zur Modellierung der Effekte neue höherdimensionale gekoppelte Gleichungen untersucht werden müssen.

### Literatur

- [1] A. J. Walton und G. T. Reynolds, Sonoluminescence, *Adv. Phys.*, **33** (6), (1984) 595–660.
- [2] D. F. Gaitan, L. A. Crum, C. C. Church und R. A. Roy, Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble, *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 6 (1992) 3166–3183.
- [3] B. P. Barber und S. J. Putterman, Observation of synchronous picosecond sonoluminescence, *Nature*, **352**, (1991) 318–320.
- [4] N. H. Packard, J. P. Crutchfield, J. D. Farmer und R. S. Shaw, Geometry from a times series, *Phys. Rev. Lett.* **45**, (1980) 712–716.
- [5] J. Holzfuss und G. Mayer-Kress, An approach to error-estimation in the application of dimension algorithms, in: *Dimensions and entropies in chaotic systems*. Hrsg. G. Mayer-Kress, Springer, Berlin (1986) 114–122.
- [6] J. Holzfuss und U. Parlitz, Lyapunov exponents from time series, in: *Lyapunov Exponents*, Hrsg.: L. Arnold, H. Crauel and J.-P. Eckmann, *Lecture Notes in Mathematics*, Vol. 1486, Springer, Berlin (1991), 263-270.
- [7] U. Parlitz, V. Englisch, C. Scheffczyk und W. Lauterborn, Bifurcation structure of bubble oscillators, *J. Acoust. Soc. Am.* **88** (2), (1990) 1061–1077.
- [8] W. C. Moss, D. B. Clarke, R. A. Day und J. W. White, Bubble Implosion and Picosecond Sonoluminescence, Preprint LLNL