

Akustische Stabilität einer sonolumineszierenden Blase

JOACHIM HOLZFUSS*, MATTHIAS RÜGGERBERG* und R. GLYNN HOLT†

*Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt,
Schloßgartenstr. 7, 64289 Darmstadt

†Boston University, Dept. of Aerospace and Mechanical Engineering,
Boston, MA02215, USA

Eine einzelne Blase wird durch eine stehende Ultraschallwelle in Wasser levitiert. In bestimmten Regionen des Parameterraumes emittiert die Blase Lichtpulse (Einzelblasensonolumineszenz). Eine der faszinierenden Eigenschaften dieses Phänomens ist die enorme räumliche Stabilität, bei der die Blase wie angeheftet im Raum schwebt. Wir zeigen, dass diese Stabilität ihre Ursache in komplexen Wechselwirkungen mit dem Resonatorgefäß hat. Wir zeigen bereits zeigen konnten, sendet die Blase zusammen mit dem Lichtpuls eine Stoßwelle in die Flüssigkeit aus. Diese Stoßwelle ist verantwortlich für die beobachteten Effekte.

Einleitung

Bei der Einzelblasensonolumineszenz (SBSL) [1, 2, 3] wird eine stabile Leuchterscheinung nur in einem kleinen Parameterraum beobachtet. Einige dieser Kriterien sind Oberflächenstabilität [4] und Diffusionsstabilität [5]. Zwei hydrodynamische Instabilitäten definieren Grenzen im Parameterraum, in dem eine Blase stabil schwingen kann, die Faraday und die Rayleigh-Taylor Instabilität. Innerhalb dieser Region muß sich die Blase im Gleichgewicht an der Grenze zwischen diffusivem Anwachsen und Schrumpfen befinden. Experimente [5] zeigten, dass nur ein inertes Gas (Argon) zu diesem auf einer langsamen Zeitskala verlaufenden Diffusionsprozess beiträgt. Sie unterstützen die These einer chemischen Stabilität [6], die vermutet, dass chemische Prozesse innerhalb der Blase schnell lösliche Reaktionsprodukte erzeugen. Unsere Untersuchungen beschäftigen sich mit der räumlichen Stabilität einer sonolumineszierenden Blase. Motiviert werden diese Untersuchungen durch die Beobachtung, dass die Blase diskrete räumliche Sprünge in bestimmten Situationen vollführt [7]. Außerdem berichten zahlreiche Forscher über Diskrepanzen zwischen vorhergesagter und gemessener Blasenposition [8], die teilweise bis zu 10 mm betragen [9]. Neben der Tatsache, dass ein Verständnis hierzu bisher fehlt, können hierdurch auch Unterschiede zwischen numerischen und experimentellen Vorhersagen erklärt werden.

Levitation von Blasen in Wasser ist möglich durch die sogenannte primären Bjerknes Kraft

$$F_B = - \left\langle V(t) \nabla P_a(r, z, t) \right\rangle_t, \quad (1)$$

die größer als die Auftriebskraft ist und eine Blase mit einem Volumen $V(t)$ an einem festen Punkt hält. Der anregende Schalldruck $P_a(r, z, t)$ ist charakterisiert durch eine stehende Welle und hängt ab von den Zylinderkoordinaten r, z . Kleine Blasen, die unterhalb ihrer linearen Resonanzfrequenz zu Schwingungen angeregt werden, werden in den Druckbauch der Schallwelle gezogen.

Experiment

Die SBSL wird in einem Hohlzylinder erzeugt, der aus zwei durch eine Glasröhre verbundenen piezokeramischen Hohlräumen besteht. Die Anordnung wird mit ionengetauschtem, doppelt-destilliertem Wasser gefüllt. In eine stehende Ultraschallwelle von 23.5 kHz und 1.2-1.4 bar wird eine Blase injiziert. Die akustische Umgebung der Blase wird durch ein Nadelhydrophon mit einem Durchmesser von 1.3 mm, das vorsichtig bis auf wenige Millimeter an die Blase gebracht wird, vertikal mit einer Auflösung von 75 μm abgetastet. 60000 Datenpunkte des Schallverlaufs werden an jedem Raumpunkt mit 10 MHz abgetastet und am Rechner ausgewertet.

Ergebnisse

Ein typisches an einem festen Raumpunkt aufgenommenes Schallsignal ist in Abb. 1 gezeigt. Es ist charakterisiert durch eine Überlagerung der anregenden Sinusschwingung, einer Druckspitze der abgestrahlten Stoßwelle und einem hochfrequenten Hintergrundsignal. Man beobachtet, dass das Hintergrundsignal sich periodisch mit der Anregungsperiode wiederholt. Es ändert sich jedoch, wenn das Hydrophon einen anderen Raumpunkt abtastet.

Leistungsspektren werden berechnet um den Frequenzgehalt der Signale zu untersuchen. Jedes Signal wird auf ein ganzes Vielfaches der Anregungsperiode verkürzt. Die einzelnen Spektren bestehen aus vielen Harmonischen bis zu 4 MHz mit Amplituden, die ca. 20 dB unter dem Anregungssignal liegen. Es ist wichtig anzumerken, dass die Harmonischen nicht ein Artefakt der Druckpulse sind. Bei einer Maskierung dieser periodischen Pulse, die im weiteren durchgeführt wird, bleiben die Haupteigenschaften der Spektren erhalten.

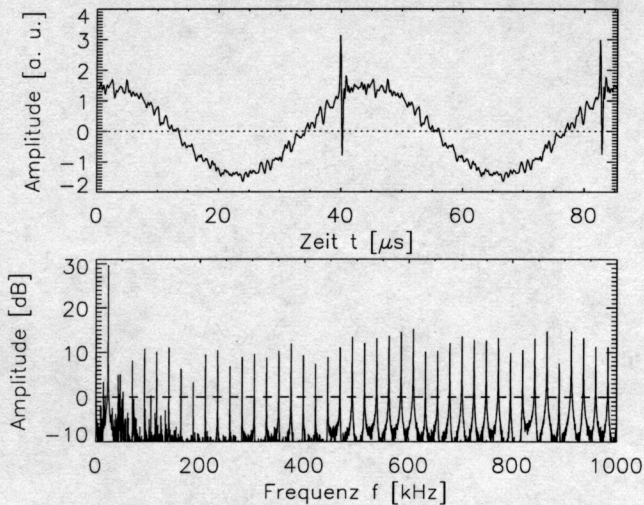


Abb.1 oben: Schalldrucksignal einer sonolumineszierenden Blase in 3 mm Entfernung, unten: Leistungsspektrum des Signals.

Leistung und Phase jeder Harmonischer des Anregungssignals werden aus dem Spektrum jeder Messung extrahiert und als Funktion des Abstandes von der Blase dargestellt. Wie in Abb. 2 am Beispiel der 12ten Harmonischen deutlich wird, zeigt diese das Verhalten einer fast perfekten stehenden Welle. Die Amplituden zeigen Schwingungsknoten und -bäuche mit entsprechenden 180° Phasensprüngen. Da dieses Verhalten für fast alle Harmonische beobachtet wird, kann geschlossen werden, dass die Superposition dieser Stehwellen eine komplizierte akustische Umgebung schafft, in der die Blase durch Bjerknes Kräfte gehalten wird [10]. Tatsächlich kann durch Aufaddieren der 1. bis 10. Harmonischen und der Berechnung der Bjerkneskräfte eine resultierende räumliche Verschiebung von 1 mm berechnet werden, was wir auch experimentell bestätigen konnten.

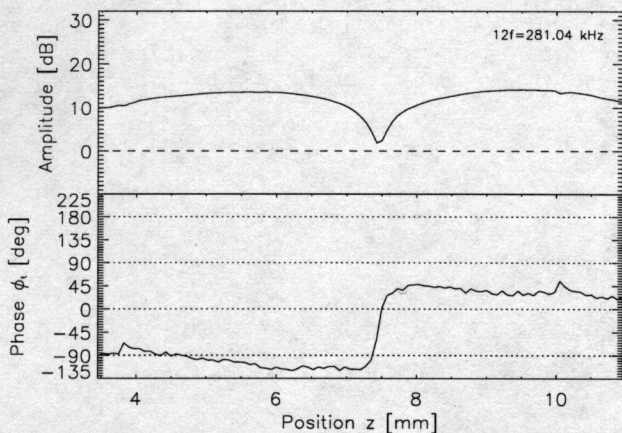


Abb.2: Amplitude und Phase der 12ten Harmonischen im Schallfeld als Funktion des vertikalen Abstands von der Blase.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass sich eine sonolumineszierende Blase durch Aussendung einer Stoßwelle in einem Resonator hoher Güte und einem damit verbundenen hochfrequenten Stehwellenfeld ihre eigene akustische Umgebung schafft. Es kann gezeigt werden, dass dieser Effekt sowohl auf die Position als auch die Dynamik der Blase einwirkt. Diese akustische Instabilität kann auch eine Rolle spielen bei der Bestimmung von Stabilitätsinseln sonolumineszierender Blasen.

Die Arbeit wurde unterstützt durch den SFB 185-D1 "Nichtlineare Dynamik" der DFG. Die Autoren danken W. Elsässer und dem IAP der TU Darmstadt für die Ermöglichung der Arbeit.

Literatur

- [1] Gaitan, D.F., Crum, L.A., Church, C.C. und Roy R.A., *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 3166-3183 (1992)
- [2] Barber, B.P., Hiller, R.A., Löfstedt, R., Putterman, S.J. und Weninger, K.R., *Phys. Rep.* **281**, 65-143 (1997)
- [3] Gompf, B., Günther, R., Nick, G., Pecha, R. und Eisenmenger, W., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1405-1408 (1997)
- [4] Holt, R.G., Holzfuß, J., Judt, A., Phillip, A. und Horsburgh, S., "Forced Nonlinear Oscillations of Single Air Bubbles in Water, Experimental Results" in *Frontiers of Nonlinear Acoustics: Proceedings of the 12th ISNA* Hrsg.: M.F. Hamilton und D.T. Blackstock, Elsevier Science Publishers Ltd., London, 1990, S. 497-502.
- [5] Holt, R.G. und Gaitan, D.F., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3791-3794 (1996)
- [6] Lohse, D., Brenner, M., Dupont, T., Hilgenfeldt, S. und Johnston, B., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1359-1362 (1997)
- [7] Holzfuß, J., Rüggeberg, M. und Billo, A., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5434-5437 (1998)
- [8] Matula, T.J., Cordry, S.M., Roy, R.A. und Crum, L.A., *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 1522-1527 (1997)
- [9] Hiller, R.A., Putterman, S.J. und Weninger, K.R., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1090-1093 (1998)
- [10] Holzfuß, J., Rüggeberg, M. und Mettin, R., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1961-1964 (1998)