

Stoßwellen im Kollaps von Kavitationsblasen: ein vertracktes Ausbreitungs-Szenario

OLGERT LINDAU und WERNER LAUTERBORN
Drittes Physikalisches Institut, Universität Göttingen
Bürgerstr. 42-44, 37073 Göttingen

Der Kollaps einer laserinduzierten Kavitationsblase in der Nähe einer festen Grenzfläche wird mit moderner Hochgeschwindigkeitsfotografie und hoher zeitlicher wie räumlicher Auflösung untersucht. Stoßwellen werden sichtbar gemacht. Nach dem Aufprall des Flüssigkeitsjets auf die untere Blasenwand, der eine torusförmige Stoßwelle auslöst, stellt sich die folgende Stoßwellensequenz detaillierter dar, als in früheren Untersuchungen [1] und wird neu beschrieben und gedeutet. Blasenform und Jetentwicklung während der knapp 300 ns dauernden Kollapsphase können auf den Aufnahmen genau verfolgt werden.

Einleitung

Kollabierende Kavitationsblasen werden für die Erosion an Schiffschrauben, in Turbinen etc. verantwortlich gemacht. Dabei gibt der Zerstörungsmechanismus noch manch ein Rätsel auf. Die Dynamik einer einzelnen Kavitationsblase in der Nähe einer festen Grenzfläche zeigt eine derart schnelle Dynamik, daß zur genauen Untersuchung moderne Hochgeschwindigkeitsfotografie eingesetzt werden muß. Die Dynamik ist dabei von dem dimensionslosen Grenzflächenabstand γ relativ zum Maximalradius R_{max} der Blase abhängig. Bei dem hier untersuchten $\gamma = 2.6$ wurde von Philipp *et al.* keine Erosion der Grenzfläche festgestellt [2].

Experiment

Zur Blasenenerzeugung dient ein gütegeschalteter Nd:YAG Laser. Der Laserpuls wird mit einer aberrationsminimierten Optik in eine mit destilliertem Wasser gefüllte Küvette gebündelt, und induziert im Fokus eine Blase. Die Grenzfläche befindet sich unterhalb der Blase. Eine Hochgeschwindigkeitskamera (Imacon 468) mit vorgesetztem Mikroskopobjektiv filmt den Ablauf von der Seite. Sobald die Blase kollabiert, wird die Kamera ausgelöst. Sie hat eine Aufnahmegeschwindigkeit von bis zu 100 Millionen Bildern pro Sekunde und produziert Serien von acht Bildern. Die hohe Reproduzierbarkeit der Blasen erlaubt es, bei maximaler Aufnahmegeschwindigkeit mit zeitversetzten Serien den gesamten Kollapsvorgang aufzunehmen. Stoßwellen werden durch leicht divergente Beleuchtung mit einem starken Xenon-Blitz sichtbar gemacht.

Stoßwellenausbreitung

Für $\gamma = 2.6$ werden im ersten Kollaps drei Stoßwellen beobachtet. Die erste sogenannte „jet shock wave“ (die Bezeichnungen beziehen sich auf [3]) entsteht durch das Aufschlagen des von oben in die Blase eindringenden Flüssigkeitsjets auf einen Kreis auf der unteren Blasenwand. Sie breitet sich torusförmig aus (siehe Abb. 1, 0 ns ff).

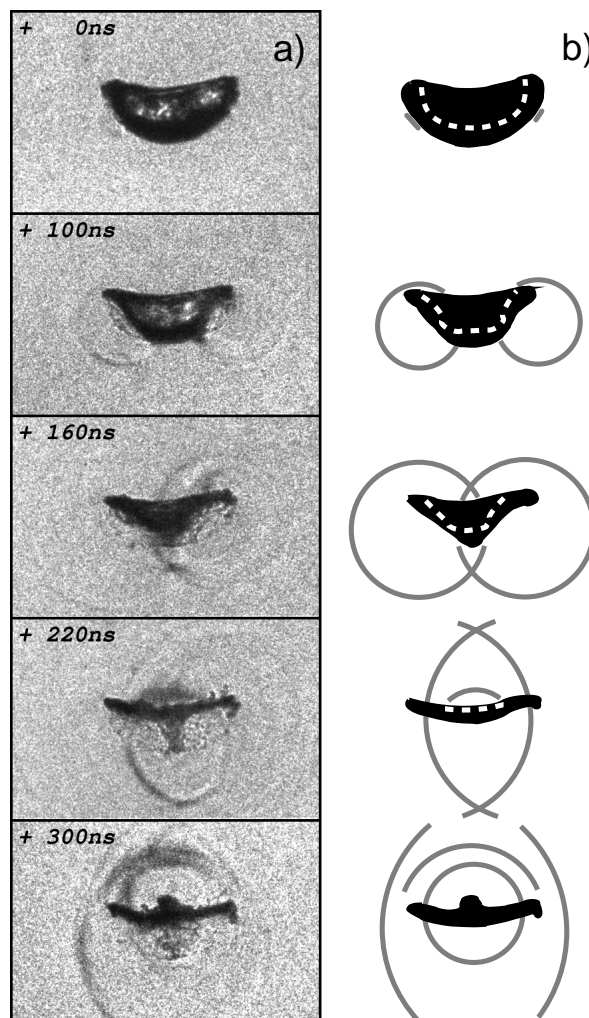


Abb.1: a) Blasenkollaps für $\gamma = 2.6$. Der Laserpuls kommt von links, die Grenzfläche (nicht im Bild) ist unterhalb der Blase. Die Aufnahmezeiten beziehen sich auf das erste Bild, Bildgröße $1,3 \text{ mm} \times 0,8 \text{ mm}$, $R_{max} = 1,5 \text{ mm}$. b) Blasenform, Stoßwellen und Flüssigkeitsjet (weiße Punkte) aus den linken Aufnahmen. Der Jet ist durch Lichtbrechung an der Blasenwand verzerrt und erscheint etwas kleiner.

Bis jetzt wurde die Entstehung der nachfolgenden Stoßwellen mit dem Kollaps der Gastasche die sich unterhalb des Jets gebildet hat („tip bubble shock wave“), und der maximalen Kompression der verbleibenden Restblase („compression shock wave“) erklärt. Diese Beschreibung erweist sich als falsch. Die „tip bubble shock wave“ hat

anfangs eine gemessene Ausbreitungsgeschwindigkeit von Mach 6 (etwa $9000 \frac{m}{s}$), was einem schwer zu erklärenden Druck weit über 100 kbar entspricht [4], und entpuppt sich als Selbstdurchdringung der torusförmigen „jet shock wave“. Die vermeintlich hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt sich aus der Bewegung des Schnittpunkts. Sie ist also geometrisch bedingt (siehe Abb. 2). Der sich oberhalb der Blase ausbreitende Teil dieser Stoßwelle ist weniger stark zu sehen (siehe Abb. 1, 160 ns ff.), da er sich anfangs im Jettrichter ausbreiten muß und dort durch Reflexionen und eventuell auch durch Unregelmäßigkeiten in der Strömungsgeschwindigkeit des Jets geschwächt wird.

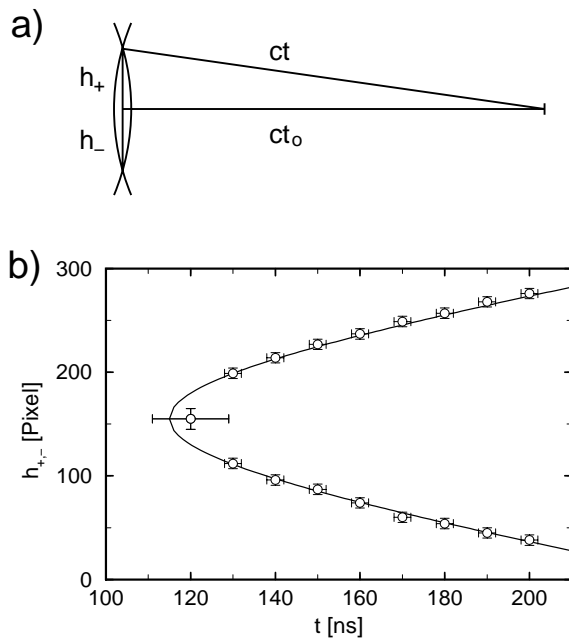


Abb.2: a) Für die Höhen $h_{+,-}$ der Schnittkreise eines sich durchdringenden Torus gilt zur Zeit t nach Pythagoras $h_{+,-}(t)^2 = (ct)^2 - (ct_0)^2$. Dabei ist c die Radiusgeschwindigkeit, t_0 der Zeitpunkt zu dem die Selbstdurchdringung beginnt. b) $h_+(t)$, $h_-(t)$ und die aus den Aufnahmen bestimmten Punkte fallen genau überein (t_0 ist der einzige Fit-Parameter und wird zu 114 ns bestimmt; der Fehler in t für den ersten Punkt ist größer, da die beginnende Überschneidung nicht auf ein Bild genau bestimmt werden kann).

Das, was ehemals „compression shock wave“ genannt wurde, läßt sich nun in zwei in kurzem Abstand emittierte Stoßwellen auflösen (siehe Abb. 1, 220 ns f.). Die erste breitet sich nur nach oben aus. Die Erklärung hierfür ist spekulativ: Es entsteht keine neue Stoßwelle. Die torusförmige Stoßwelle streift direkt nach ihrer Entstehung über die untere Blasenwand (Abb. 1, 100 ns) und dringt dabei zum Teil in die verbliebene Gas tasche ein (der Impedanzsprung ist wegen der fortgeschrittenen Kompression des Blaseninneren vermutlich gar nicht mehr so groß). Dort zieht die Stoßwelle wegen der geringeren Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Gastasche eine

Art Machschen Kegel nach sich, der aber wegen der konkaven Geometrie der unteren Blasenwand in den Jettrichter fokussiert wird, und von dort nach oben weiterläuft. Daß diese Stoßfront einen zweifachen Impedanzsprung überlebt, liegt zum einen an dieser Fokussierung, zum andere daran daß sie in der zylindersymmetrischen Anordnung nach innen läuft und dadurch zusätzlich verstärkt wird. Die zweite Stoßwelle ist annähernd kugelförmig (Abb. 1, 300 ns) und entsteht durch den punktuellen Aufprall des Jets auf den verbleibenden Teil der unteren Blasenwand. Während der knapp 300 ns dauernden Kollapsphase ändert sich die Form der Blasen von einer Halbkugel (Abb. 1, 0 ns) über eine Pyramide (Abb. 1, 160 ns) zu einer Scheibe (Abb. 1, 220 ns). Die Formveränderung geht mit dem Überstreifen der Stoßwellen der Blasenwand überein und kann mit dem auf die Wand ausgeübten Druck erklärt werden. Der Jet ist in den Aufnahmen erkennbar. Die Kontur des Jets ist in Abb. 1 b) mit weiß gepunkteten Linien eingezeichnet.

Diskussion

Es wurde gezeigt, daß die Stoßwellensequenz für $\gamma = 2.6$ kompliziert ist, aber wohl ausschließlich auf den Wasserhammer des Jets zurückgeführt werden kann, der zwei mal auf die untere Blasenwand aufschlägt. Zum ersten mal auf einem Kreis am Rand, danach in der Mitte.

Auf den Counterjet (auf dem letzten Bild in Abb. 1 in Form einer Ausbuchtung über der Blase sichtbar) wurde nicht eingegangen. Die in [4] gegebene Erklärung zur Entstehung des Counterjets mag weiterhin gültig bleiben; es ist aber auch vorstellbar, daß der Counterjet, der ja in der weiteren Abfolge lange in der Zylinderachse sichtbar ist, ebenfalls ein Produkt der sich hier singular zentrierenden Torusstoßwelle ist. Hierzu sind weitere theoretische Überlegungen nötig.

Wir danken den Mitgliedern der Kavitationsarbeitsgruppe am Dritten Physikalischen Institut, darunter insbesondere Reinhard Geisler, für anregende Diskussionen.

Literatur

- [1] C. D. Ohl & W. Lauterborn, *Fortschritte der Akustik - DAGA 97*, 337–338 (1997).
- [2] A. Philipp & W. Lauterborn, *J. Fluid Mech.* **361**, 75–116 (1999).
- [3] C. D. Ohl, T. Kurz, R. Geisler, O. Lindau & W. Lauterborn, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **357**, 269–294 (1999).
- [4] R. H. Cole, *Underwater Explosions* (Dover Publications Inc., New York, 1965).
- [5] O. Lindau, C. D. Ohl & W. Lauterborn, *Fortschritte der Akustik - DAGA 97*, 184–185 (1997).