

OPTISCHES SONDENHYDROPHON

J. Staudenraus, W. Eisenmenger

1. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart

1. Einleitung

Stoßwellen in Flüssigkeiten besitzen im Druckbereich von 100 bar Anstiegszeiten von 10^{-9} sec bzw. Bandbreiten bis 1 GHz /1/. Daher sind zur Erfassung des raumzeitlichen Verlaufs gekrümmter Wellenfronten, wie sie beispielsweise bei der Fokussierung auftreten, wegen der Kopplung von räumlicher und zeitlicher Auflösung möglichst punktförmige Drucksonden erforderlich.

Die bisher bekannten Sonden-, Nadel- und Membranhydrophone auf der Basis piezoelektrischer Polymerfolien erreichen bei effektiven Sondendurchmessern von etwa 0,1 mm eine Bandbreite von 10 MHz und besitzen unter Stoßwellenbedingungen aufgrund ihres Schichtaufbaus eine begrenzte Haltbarkeit /2/.

Das hier beschriebene faseroptische Sondenprinzip erlaubt dagegen empfindliche Flächen mit Durchmessern unter 0,1 mm bei entsprechender Bandbreitensteigerung ohne Empfindlichkeitsverlust und besitzt bei Stoßwellenexposition im 1 Kbar-Bereich eine hohe Lebensdauer.

2. Sondenprinzip

Als Drucksonde wird ein Lichtleiter in Form einer Glas- oder Polymerfaser in das akustische Wellenfeld eingeführt und die durch die zeitliche Druckänderung hervorgerufene zeitliche Variation der Lichtreflexion an der Grenzfläche Lichtleiterende - Flüssigkeit als Hydrophonsignal verwendet. Die Lichtreflexion an der Lichtleiterendfläche ist über den Brechungsindex Dichte - Zusammenhang mit der Druckamplitude verknüpft. Bei Druckanstieg wird die Dichte und damit der Brechungsindex in der Flüssigkeit und im Lichtleitermaterial erhöht, wobei jedoch wegen der geringen Kompressibilität des festen Lichtleitermaterials die druckbedingte Brechungsindexänderung der Flüssigkeit überwiegt. Die Änderung der Lichtreflexion wird hierbei über den zeitlichen Intensitätsverlauf des reflektierten Lichtes bei bekannter Einstrahlung photoelektrisch registriert.

3. Theorie

Der Zusammenhang zwischen Reflexionskoeffizient R und Druck p ergibt sich durch Kombination der Fresnelschen Formeln und der Lorentz-Lorenz-Beziehung mit der Zustandsgleichung der Medien.

Vernachlässigung der Brechzahländerung des Lichtleiters gegenüber der Brechzahländerung der Flüssigkeit und Linearisierung führt auf

$$\Delta R = \left(\frac{\partial R}{\partial n} \cdot \frac{\partial n}{\partial p} \right)_{p=0} \cdot \Delta p; \quad n \dots \text{Brechzahl d. Flüssigkeit} \quad (1)$$

Auswertung der Fesnelschen Formeln und die Berücksichtigung experimenteller Werte für $n(p)$ /3/ ergibt für Einfallswinkel $< 30^\circ$ (Grenzfläche Quarz-Wasser) Abweichungen von der Linearität von weniger als -8% (500 bar) bzw. -20% (1 Kbar). Für $\Delta R/\Delta p \cdot R$ errechnen sich $2 \dots 3 \cdot 10^{-4}$ /bar.

Höhere Empfindlichkeiten erzielt man durch einen Strahlengang in der Nähe des Grenzwinkels der Totalreflexion /4, 5/, durch Verringerung der Brechzahldifferenz zwischen Lichtleiter und Flüssigkeit sowie durch Wahl der Lichtfrequenz auf der Flanke eines molekularen Schwingungsübergangs oder eines elektronischen Übergangs, wobei eine Druckverschiebung des entsprechenden optischen Übergangs die Druckabhängigkeit des Brechungsindex heraufsetzt.

Diese Maßnahmen, die gleichzeitig zu einer Verschlechterung des linearen Verhaltens führen, sind bei höheren Drücken und Reduzierung des Laserrauschens nicht erforderlich.

Eine prinzipielle Grenze stellt hierbei das Photonenrauschen dar.

Aus der Bedingung Signalstrom = Schrotrauschstrom berechnet sich der minimale detektierbare Druck zu

$$\Delta p_{\min} = \sqrt{\frac{2(R+S) h \nu \Delta f}{q W_0}} \cdot \left(\frac{\Delta R}{\Delta p} \right)^{-1} \quad (2)$$

Der Betrieb des Hydrophons erfordert wegen der gewünschten hohen Bandbreite eine Lichtquelle mit hohem Photonenfluß $W_0/h\nu$, einen Photodetektor mit hoher Quantenausbeute q sowie geringe Streulichtanteile S gegenüber der statischen Reflexion R .

Das empfindliche Volumen des optischen Sondenhydrophons wird durch den Kerndurchmesser der Faser und die halbe Lichtwellenlänge gebildet. Bei senkrechter Druckwelleninzidenz in Wasser entspricht dies einer maximalen Bandbreite von 3 GHz. Für Lichtwellenlängen $\lambda = 500$ nm sind Single-Mode-Quarzfaser mit Kerndurchmesser $2,5 \mu\text{m}$ erhältlich, was eine Verbesserung der Ortsauflösung, verbunden mit einer Verbesserung der Zeitauflösung bei gekrümmten Wellen um den Faktor 40 gegenüber heutigen Piezohydrophonen bedeutet.

Durch die rein optische Signalübertragung längs der nichtleitenden Glasfaser werden elektrische Störungen, die z.B. bei der Stoßwellenerzeugung durch Funkenentladung entstehen, weitgehend unterdrückt.

4. Experiment

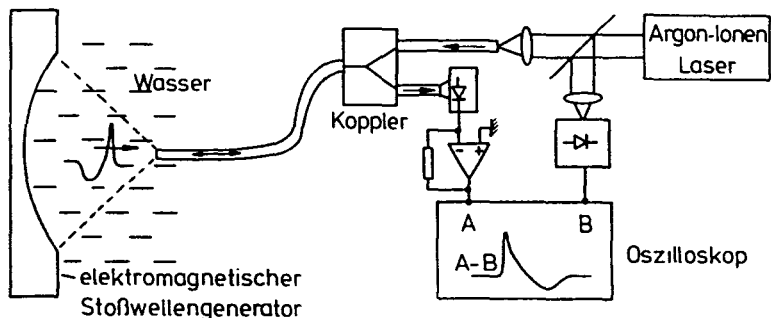


Abb. 1: Versuchsaufbau optisches Sondenhydrophon

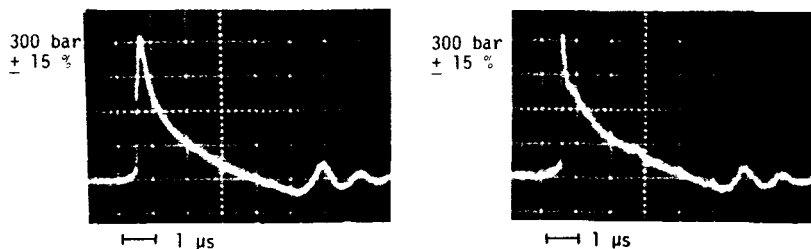
Als Lichtquelle genügend hoher Leistung stand ein Argon-Ionenlaser zur Verfügung, der bei $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ mit ca. 250 mW betrieben wurde. Der Laserstrahl (vergl. Abb. 1) wird über ein Mikroskopobjektiv in eine 200/240 μm Stufenindexquarzfaser eingekoppelt. Ca. 50% der am Faserende gegen Wasser reflektierten Lichtleistung gelangt über den y-Koppler auf eine Si-PIN-Photodiode mit Transimpedanzverstärker (Bandbreite 20 MHz). Die Kompensation des Laserrauschens erfolgt durch Subtraktion des optisch abgezweigten und mit einer zweiten Photodiode erhaltenen Laserrauschsignals B vom Nutzsignal A. Eine zusätzliche Regelung der Lichtquelle ist wünschenswert.

Die Faserendflächenherstellung erfolgt durch Anritzen und anschließendes Brechen.

Die experimentell beobachtete Empfindlichkeit $U_{\text{signal}}/\Delta p \cdot U_0 = 2 \dots 3 \cdot 10^{-4} / \text{bar}$ stimmt gut mit dem für $\Delta R/\Delta p R$ abgeschätzten Wert überein, was für geringe Streulichtanteile spricht. Der Rauschpegel dagegen ist mit $U_{\text{noise}}/U_0 = 3 \dots 4 \cdot 10^{-3}$ noch weitgehend durch das Laserrauschen bestimmt.

Abb. 2 zeigt einen Vergleich der zeitlichen Druckverläufe im geometrischen Fokus eines selbstfokussierenden elektromagnetischen Stoßwellengenerators (Entladungsspannung 16 kV, Kapazität 1 μF) /6/, aufgenommen mit einem Eigenbau-Nadelhydrophon (a) (Sensordurchmesser 0,5 mm) sowie dem optischen Sondenhydrophon (b). Wie zu erwarten, zeigt das optische Hydrophon die schärfere Pulsform, die dem tatsächlichen zeitlichen Druckverlauf vermutlich näher kommt.

Während die Form und Amplitude der Überdruckanteile sich jeweils ausgezeichnet reproduziert, unterliegt der Unterdruckanteil bei höheren Signalamplituden statistischen Schwankungen, verursacht durch Kavitation. Der angegebene Druck entspricht einer Eichung der Nadelhydrophone mit Hilfe der akustischen Sprungantwort einer piezoelektrischen Platte [7].



(a) selbstgefertigtes Nadelhydrophon

(b) optisches Sondenhydrophon

Abb. 2: Druckverlauf im geometrischen Fokus des selbstfokussierenden elektromagnetischen Stoßwellengenerators ($U_0 = 16 \text{ KV}$; $C = 1 \mu\text{F}$)

5. Anwendungen

Aufgrund der hohen Stoßwellenstandfestigkeit und der nahezu beliebig langen Sondenlänge, ergeben sich neue Möglichkeiten der Stoßwellendruckmessung im medizinischen Bereich, wie z.B. eine Stoßdruckregistrierung in der Niere eines Patienten während der Lithotripsie.

Literatur:

- /1/ W. Eisenmenger, *Acustica* 14, 187 (1964)
- /2/ M. Müller und M. Platte, *Acustica* 58, 215 (1985)
- /3/ J.S. Rosen, *J. Opt. Soc. Am* 37, 932 (1947)
- /4/ R.L. Phillips, *Optics Letters* 5, 318 (1980)
- /5/ J.A. Bucaro et al. in W.P. Mason, *Physical Acoustics XVI*
- /6/ J. Staudenraus et al., *Fortschritte der Akustik, DAGA 87*, DPG GmbH, pp. 445
- /7/ W. Eisenmenger, *Acustica* 12, 165 (1962)