Experimentelle Untersuchungen zur Fokussierung sphärischer Stoßwellen in Wasser durch tiefe ellipsoide Reflektoren

von M. Müller

Stoßwellenlabor, Institut für Luft- und Raumfahrt der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule, Aachen

Zusammenfassung

Eine im ersten Brennpunkt eines tiefen Ellipsoidsegments erzeugte sphärische Stoßwelle wird nach Reflexion an der ellipsoiden Reflektoroberfläche im zweiten Brennpunkt fokussiert. Schattenaufnahmen ermöglichen die qualitative Beurteilung des Konvergenzprozesses, während die Ermittlung des Druckfeldes durch hochauflösende Drucksonden erfolgt. Die Variation der Reflektorgröße sowie der Erzeugungsenergie zeigt den Einfluß dieser Parameter auf das Fokussierungsverhalten und den Ort höchsten Druckes, der erheblich vom geometrischen Fokus abweichen kann. Bedingt durch nichtlineare Ausbreitungseffekte ergibt sich zudem auf den langen Wegen bis zum Fokus eine Verbreiterung des Fokalraums. Daher werden bei diesen tiefen Reflektoren, trotz der wesentlich besseren Ausnutzung der sphärischen Stoßwelle gegenüber flachen Reflektoren bei sonst gleichen Erzeugungsenergien, nur maximale Druckamplituden von 500 bar erreicht. Die Wirkung auf eingebrachte Materialien zeigt sich dagegen bei dieser flächigeren Belastung intensiver.

Experimental Investigation into the Focussing of Spherical Shock Waves in Water using Deep Ellipsoidal Reflectors

Summary

A spherical shock wave generated in the prime focal point of a deep ellipsoid segment is focussed in the second focal point after having been reflected at the ellipsoidal reflector surface. Shadowgraphs allow the convergence process to be qualitatively evaluated, whereas high-resolution probes are used to determine the sound pressure field. The variation of the reflector size and of the generated energy demonstrates the influence of these parameters on the focussing behaviour and on the point of maximum pressure which may strongly deviate from the geometric focus. Due to non-linear propagation effects and because of the long path lengths to be travelled up to the focus, the focal zone is extended. This is why this type of deep reflector does not allow maximum pressure amplitudes of 500 bar to be exceeded, despite the fact that, in comparison with flat reflectors, far better use is made of the spherical shock wave. In contrast to this, the effect on material placed into the focal zone is more intensive due to the enlargement of this zone.

Expériences sur la focalisation dans l'eau d'ondes de choc sphériques faibles au moyen de réflecteurs ellipsoïdaux profonds

Sommaire

On déclenche une onde de choc sphérique centrée sur le premier foyer d'un réflecteur ellipsoïdal constitué d'un segment profond d'ellipsoïde de révolution et on étudie la focalisation au second foyer. Le processus de convergence a été suivi qualitativement par ombrographie tandis que la pression acoustique était relevée au moyen de sondes à haute résolution. On a mis en évidence l'influence de la dimension du réflecteur et de l'énergie d'émission de l'onde en faisant varier ces deux paramètres et en observant les effets sur le comportement de la focalisation et sur l'emplacement du maximum de pression, qui peut parfois s'écarter notablement du foyer géométrique. Des effets propagatifs non linéaires rendent compte d'un élargissement de la zone focale du fait de la longueur du trajet jusqu'au second foyer. C'est l'une des raisons pour lesquelles ce type de réflecteurs profonds ne permet pas de dépasser l'amplitude maximale de 500 bar en dépit du fait qu'ils utilisent l'énergie de l'onde mieux que les réflecteurs plans ou quasi-plans. Par contre l'irradiation des matériaux placés dans la zone de focalisation a pu être rendue plus intense du fait précisement d'un élargissement de cette zone.

1. Problemstellung

Die Phänomene fokussierter Stoßwellen in Wasser haben durch ihre Anwendung in der Medizintechnik [1] weltweites Interesse gefunden. Ausgehend von zahlreichen Untersuchungen zum Ausbreitungsverhalten von konvergenten Stoßwellen in Gasen [z. B. 2, 3] wurden die Grundlagenstudien in den letzten Jahren auf das kompliziertere Medium Wasser ausgedehnt. Allerdings ergaben sich in den verschiedenen

Arbeiten [1, 4, 5] teilweise sehr widersprüchliche Ergebnisse bezüglich der Druckamplituden, der Lage des höchsten Druckes oder der Ausdehnung des Fokalbereichs, die vor allem auf ein unzureichendes Meßsystem zurückzuführen waren.

Durch die Entwicklung einer hoch zeit- und ortsauflösenden Drucksonde [6] konnte diese Unsicherheit jedoch weitgehend beseitigt werden, so daß systematische Untersuchungen möglich wurden.

In einem ersten Untersuchungsabschnitt wurde das Fokussierungsverhalten schwacher sphärischer Stoßwellen nach Reflexion an flachen ellipsoiden Reflektoren sowohl experimentell [7, 8] wie auch numerisch [9] ermittelt. Dabei wurde die Stoßwelle im entfernten Brennpunkt erzeugt. Durch die kurzen Wege vom Reflektor bis zum 2. Fokus zeigten sich nur geringe Abweichungen von der geometrischen Akustik. Die Lage der maximalen Druckamplitude stimmte in allen Fällen mit dem geometrischen Fokus überein. Seine lokale Ausdehnung beträgt nur wenige Millimeter, zeigte sich allerdings proportional zur Brennweite. Die maximale Fokusdruckamplitude erreichte Werte bis 1300 bar bei einem Durchmesser-zu-Brennweiteverhältnis $D/f = 3$, verringerte sich aber proportional mit D/f.

All diesen Reflektoren war gemein, daß sie durch ihre Anordnung nur einen geringen Bruchteil der freigesetzten Stoßenergie – Größenordnung 5% – zur Fokussierung bringen. Werden nun Reflektoren wie in der Medizintechnik verwendet, bei denen das Erzeugerzentrum von dem Ellipsoidsegment ummantelt wird, kann eine wesentlich größere Fläche der sphärischen Stoßfront genutzt werden, was natürlich auf den ersten Blick auch höhere Fokusamplituden erwarten läßt. Andererseits besteht die Gefahr, daß auf den langen Wegen bis zum Fokus die geringen nichtlinearen Effekte zunehmend an Bedeutung gewinnen und einer hohen Energiekonzentration entgegenwirken. Ebenso besteht die Möglichkeit, daß vorlaufende Wellen durch das Reflektormaterial den Ausbreitungsprozeß stören.

Inwieweit die Kumulation der verschiedenen Effekte nun das Fokussierungsverhalten bei Verwendung dieser tiefen Ellipsoidreflektoren beeinflußt, wird daher in einer zweiten Untersuchungsserie analog zu den flachen Reflektoren experimentell untersucht.

Abschließend werden die Wirkungen fokussierter Wasserstoßwellen auf Medien anderer akustischer Impedanz anhand einiger Beispiele kurz vorgestellt und mögliche Anwendungen im medizinischen Bereich diskutiert.

2. Experimente

2.1. *Versuchsaufbau*

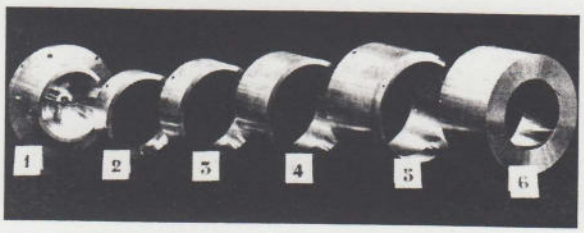
Die Untersuchungen werden in dem schon früher beschriebenen Wasserbecken durchgeführt [s. 7, 8, 10], das durch den Boden mit entionisiertem und entgastem Leitungswasser blasenfrei gefüllt werden kann.

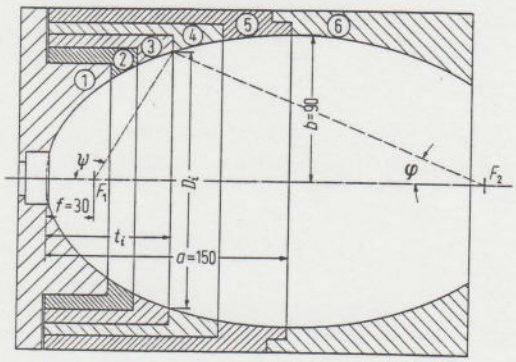
Zur Beobachtung des Fokussierungsprozesses dient eine Schlierenoptik, die durch Einzelbilder zu verschiedenen Zeitpunkten den Stoßverlauf darstellen kann.

Die quantitative Beurteilung des Fokussierungsvorganges erfolgt durch hochauflösende Drucksonden, die an den verschiedenen Stellen innerhalb des Konvergenzfeldes den Druckverlauf aufzeichnen. Die Eigenschaften dieser „Nadelsonden" wurden bereits in [6] vorgestellt.

2.1.1. Reflektoren

Die Reflektoren umschließen das reflektornahe Stoßzentrum F_1, und die Fokussierung erfolgt auf den reflektorfernen Brennpunkt F_2 (s. Fig. 1). Gegenüber den flachen Reflektoren ist der ausgenutzte Raumwin-





Reflektor	1	2	3	4	5	6
t	41,0	56,0	78,0	109,0	150,0	260,4
D	122,4	140,1	157,8	172,9	180,0	124,0
ψ	100,2°	110,4°	121,3°	132,4°	143,1°	164,9°
φ	15,0°	18,1°	22,3°	28,2°	36,9°	81,2°
A_N/A_K	0,59	0,67	0,76	0,84	0,90	0,98

Fig. 1. Ansicht und Daten der tiefen Ellipsoidreflektoren (Längen in mm).

kel ψ beträchtlich vergrößert. Außerdem besitzt die einfallende Wellenfront durch die Nähe zum Stoßzentrum eine wesentlich höhere Stoßstärke. Des weiteren führt der zunehmende Abstand zwischen Stoßgenerator und Reflektoroberfläche bei den tiefen Reflektoren zu einem starken Druckgradienten entlang der reflektierten Front. Die Geometrie der Reflektoren wird allerdings so gewählt, daß die Bedingungen regulärer Stoßreflexionen an allen Punkten der Oberfläche gegeben sind.

Das verwendete Reflektorsystem besteht aus sechs verschiedenen Reflektoren, die allesamt zu einer Ellipsoidkontur gehören. Als Halbachsenverhältnis wird der Wert $b/a = 0{,}6$ gewählt. Diese Reflektorkontur ist damit der von Dornier in der Medizintechnik eingesetzten Spiegelfläche geometrisch ähnlich [1]. Die prinzipielle Anordung des Systems, der Aufbau der Reflektoren sowie ihre geometrischen Daten sind aus Fig. 1 ersichtlich.

Die Basis der Reflektorreihe bildet der Scheitelreflektor 1. Er wird fest mit der Beckenwand verschraubt und besitzt im Scheitelpunkt eine Bohrung zur Aufnahme des Stoßgenerators. Die fünf weiteren Reflektoren werden durch aufsteckbare, konzentrische Röhren gebildet, die jeweils die Reflektoroberfläche vergrößern.

Als Reflektormaterial wurde Messing gewählt mit einem Reflexionsfaktor gegenüber Wasser von $R = 92\%$. Die Herstellung der gesamten Ellipsoidkontur erfolgte im zusammengesetzten Zustand, um einen glatten Übergang von einem zum anderen Ring zu gewährleisten, wobei die Passungen der Ringe untereinander H_7/f_7 betragen. Ihre korrekte Positionierung in Achsrichtung wird durch Kegelpaßstifte sichergestellt.

Da sich ein Großteil der Fokussierung innerhalb der Reflektoren vollzieht und damit einer Beobachtung nicht zugänglich ist, wird ein zusätzlicher Reflektor erstellt, bei dem fast der gesamte Reflexionsvorgang einsehbar ist. Er entspricht den Maßen des Halbellipsoids 5, wird aber seitlich so weit abgefräst, daß nur noch ein mittlerer, flacher Bereich von 60 mm Breite erhalten bleibt. Die unsichtbaren Bereiche reduzieren sich dadurch auf nur wenige Millimeter (Fig. 2a). Bei diesem Reflektor kann z. B. beobachtet werden, ob durch den geringen Vorsprung der primären Welle gegenüber der reflektierten eine gegenseitige Beeinflussung bewirkt wird. Zudem wird ab einem bestimmten Einfallswinkel die Geschwindigkeit des Reflexionspunktes auf der Wand gegenüber der Schallausbreitungsgeschwindigkeit in Messing zurückbleiben. Hierdurch können Störungen durch das Wandmaterial vor die Stoßwelle transportiert werden. Auch dies mag den Fokussierungsprozeß möglicherweise verändern.

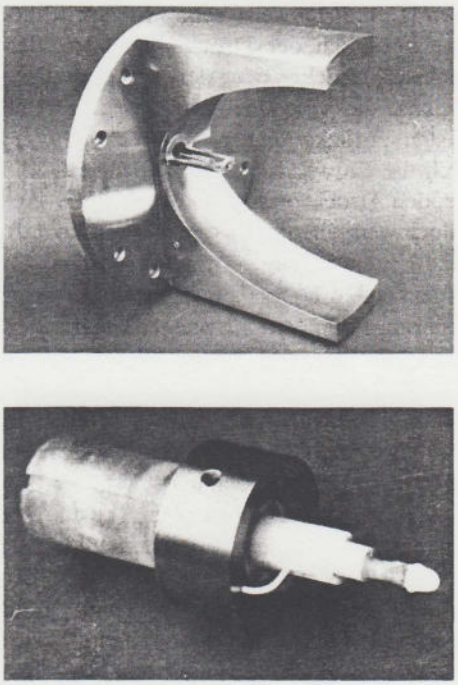


Fig. 2. a) Aufgeschnittenes Halbellipsoid 5 mit eingebauter Funkenstrecke. b) Detonatoreinsatz mit Zündpille.

2.1.2. Stoßerzeugung

Die Erzeugung der Stoßwelle im Brennpunkt F_1 des Ellipsoids wird bevorzugt auf elektrischem Wege durch eine Unterwasserfunkenstrecke erreicht, über die ein Hochleistungskondensator ($C = 0{,}31\ \mu\text{F}$, $U_0 = 0 \cdots 30\ \text{kV}$) entladen wird. Trotz der langen Zuleitungen durch den Scheitelpunktsabstand von 30 mm kann durch eine koaxiale Bauweise eine niedrige Induktivität von nur $L = 121$ nH erreicht werden, die eine schnelle Entladung sicherstellt. Wie aus der Fig. 2a ersichtlich ist, wird der Stromkreis durch einen geschlossenen Messingbügel und zwei gehärtete Silberstahlelektroden gebildet, die innerhalb des Bügels verschraubt sind und durch Verdrehen leicht neu justiert werden können. Für alle Versuche wird der Abstand der Elektrodenspitzen auf $d = 1{,}5$ mm eingestellt.

Für höhere Stoßstärken als sie mit der Funkenstrecke erzielbar sind, werden kleine, kugelförmige Sprengkapseln eingesetzt. Sie bestehen aus einem Brückendraht, der mit Nitropenta (PETN) umgeben ist. Es werden Einheiten von 28 mg, 59 mg und 89 mg verwendet (ca. 3 J/mg). Durch einen Lacküberzug wird das Zündmittel gegenüber Wasser geschützt.

Den Zündimpuls erhalten die Pillen über den Funkenstreckenkondensator bei niedriger Ladespannung. Der Unterwasseranschluß ist durch ein einfaches Stecksystem leicht herausnehmbar. Fig. 2b zeigt den ausgebauten Detonatoreinsatz mit Zündpille.

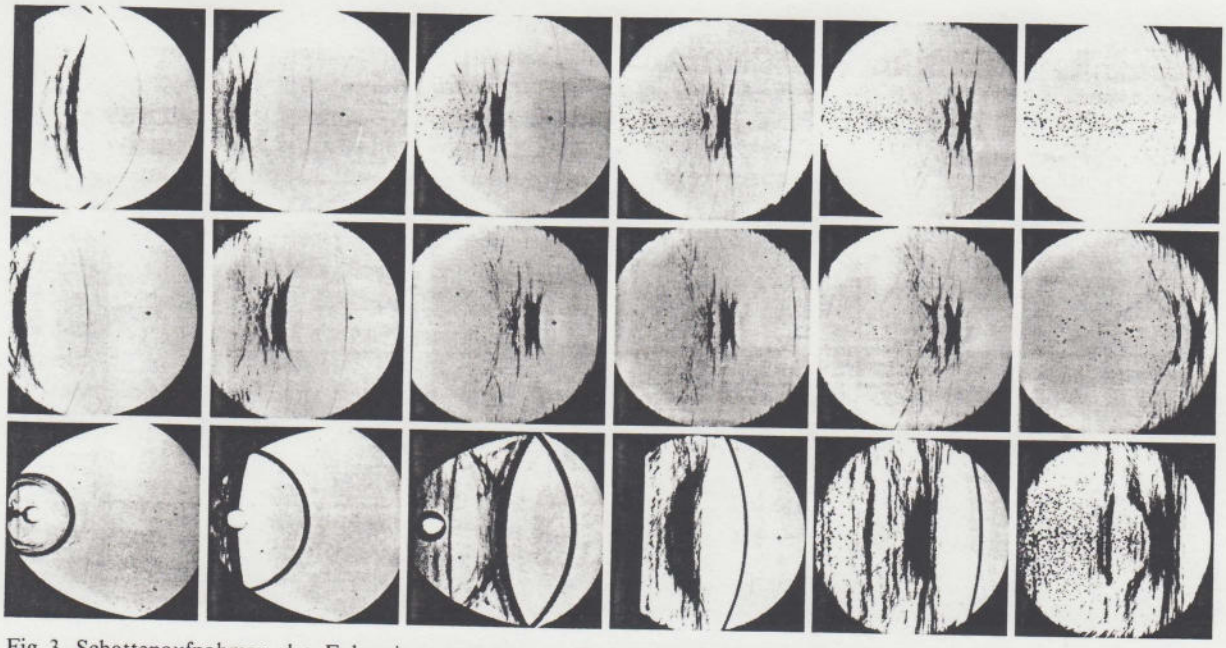


Fig. 3. Schattenaufnahmen des Fokussierungsprozesses; Gesichtsfelddurchmesser 178 mm; a) Reflektor 2; $\hat{p}_M = 29$ bar, b) Reflektor 5; $\hat{p}_M = 29$ bar, c) Offener Reflektor 5 (1–3) und Reflektor 5 (4–6) mit Detonator; $\hat{p}_M = 72$ bar.

2.2. *Ergebnisse*

2.2.1. Schattenaufnahmen

Die Fign. 3a, b zeigen die Wellenbilder des Fokussierungsvorganges am Beispiel der tiefen Ellipsoide 2 und 5, wobei sich die Reflektoren auf der linken Bildseite befinden. Die Ausbreitung der Wellenfronten erfolgt demnach von links nach rechts. Im jeweils ersten Bild hat die reflektierte Front den Reflektor gerade verlassen. Vor ihr erkennt man die primäre sphärische Stoßfront an ihrer konvexen Krümmung. Das kleine Kreuz im rechten Teil des Beobachtungsfensters markiert auf den folgenden Bildern die Lage des geometrischen Fokus.

Im Falle des Reflektors 2 verläßt der reflektierte Stoß durch die vergleichsweise geringe Tiefe des Ellipsoids den Reflektor nur sehr schwach gekrümmt. Die stärkste Schwärzung des Schattenbildes und damit der höchste Druck erscheint im achsnahen Bereich. Im weiteren Verlauf zeigt sich das Zentrum der Stoßfront schon vor dem Fokus nahezu eben. Der Durchmesser des geschwärzten Bereichs im Fokusgebiet wird nicht kleiner als 2 cm. Daher erstreckt sich die Fokuszone auf ein relativ großes Gebiet. Am Ort des geometrischen Brennpunktes ist bereits eine divergente Wellenausbreitung sichtbar, wobei sich in ihrem Nachlauf entlang der Rotationsachse auch zahlreiche Kavitationsblasen entwickeln.

Ganz ähnlich sind die Wellenbilder des Reflektors 5. Hier verläßt die Stoßfront den Reflektor unter stärkerer Krümmung. Die weitere Fokussierung verläuft ohne ersichtliche Abweichung von der geometrischen Theorie. Allerdings ergibt sich auch hier ein relativ großer Fokalbereich.

Durch Erhöhung der Stoßerzeugungsenergie wächst die Fokuszone noch weiter an. Fig. 3c verdeutlicht diesen Effekt in den hinteren drei Schattenaufnahmen für den Reflektor 5. Bei diesen Versuchen wurde eine 28 mg Sprengkapsel zur Erzeugung des Stoßes verwendet. Die Ausdehnung des Fokalbereichs erstreckt sich hier auf etwa 5 cm Breite. Dies ist auch daran zu erkennen, daß sich die vielen Kavitationsblasen nicht mehr nur ausschließlich in Achsnähe bilden.

Die vorderen drei Wellenbilder dieser Figur zeigen den Ausbreitungsprozeß innerhalb des aufgeschnittenen Reflektors 5. Auch hier wird ein 28 mg Detonator benutzt. Die sphärische Stoßfront breitet sich störungsfrei mit abnehmender Krümmung nach rechts aus. Vorlaufende Wandeffekte, die den Reflexionsprozeß beeinflussen könnten, sind in keiner Phase der Ausbreitung erkennbar. Dagegen wird das Nachfeld der reflektierten Front, wie bei allen Versuchen, durch zahlreiche geringe Druckschwankungen geprägt. Die Ursache für diese Störungen mögen in den Festkörperwellen innerhalb des Reflektors begründet sein. Eine weitere Beeinträchtigung ergibt sich durch die im Stoßzentrum erzeugte Dampfblase, an der die konvergierende Welle zum Teil reflektiert wird.

2.2.2. Druckverteilung

Die gemessenen Druckverläufe an den verschiedenen Orten des Fokussierungsfeldes sind in Fig. 4 beispiel-

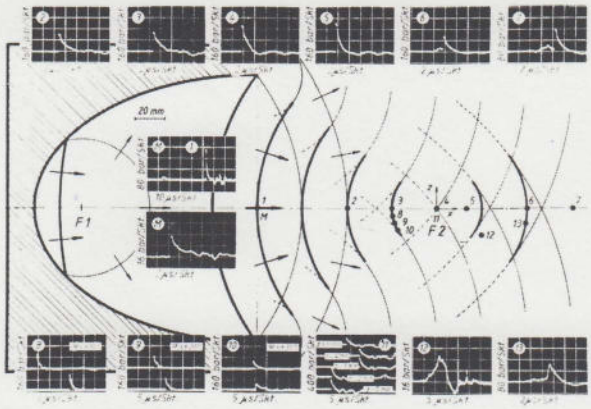


Fig. 4. Druckverteilung im Fokussierungsfeld von Reflektor 5; Ladeenergie des Kondensators $E_c = 62$ J.

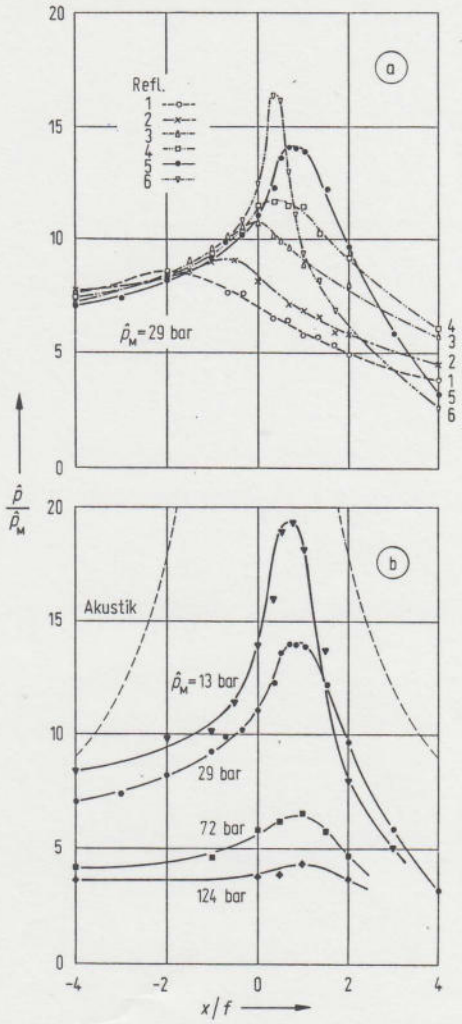


Fig. 5. a) Druckverstärkung entlang der Rotationsachse für die Reflektoren 1–6 bezogen auf den Druck der primären Welle im Ellipsoidmittelpunkt $\hat{p}_M$; $f = 30$ mm. b) Einfluß der primären Stoßstärke auf das Fokussierungsverhalten durch den Reflektor 5; $f = 30$ mm.

haft für den Reflektor 5 dargestellt. Während dieser Versuchsperiode wurden die Stoßwellen durch Funkentladung erzeugt. Die beiden mittleren Oszillogramme geben das Druckprofil im Mittelpunkt des Ellipsoids an: oben die zeitliche Folge der primären und der konvergenten Front, unten nur die primäre unreflektierte Welle entsprechend gedehnt. Sie hat eine Amplitude von $\hat{p}_M = 29$ bar und eine Zeitkonstante von $\tau = 2$ µs.

Die oberen Oszillogramme demonstrieren die Veränderung des Wellenprofils entlang der Rotationsachse. Gegenüber der unreflektierten Stoßfront ist eine signifikante Formänderung nicht festzustellen. Der Ort maximalen Druckes von etwa 400 bar liegt bei 0,8 f hinter dem geometrischen Fokus. Dort hat sich die Stoßwelle zu einem sehr kurzen Impuls mit einer Zeitkonstante von ca. 400 ns aufgesteilt (Fig. 5). Die gesamte Impulslänge beträgt dann etwa 2 µs. Der Kompression folgt eine ausgleichende, flache Unterdruckphase mit Zugspannungen bis zu -50 bar, die durch die an der Reflektorkante induzierte Expansionswelle verstärkt wird. Die anschließenden Oszillogramme registrieren die Überkreuzung der Beugungswellen und die darauffolgende divergierende Hauptfront mit ihrer abnehmenden Amplitude.

In der unteren Profilserie, für Orte abseits der Symmetrieachse, erkennt man in den Druckverläufen 8, 9 und 10 die deutliche Druckkonzentration auf den achsnahen Bereich. Die damit verbundene Stoßgeschwindigkeitserhöhung bewirkt entlang der Rotationsachse eine Abflachung der Stoßkrümmung und dadurch eine weite Ausdehnung der Fokuszone auf hohem Druckniveau (Fig. 11). 5 mm lateral zur Achse sind immer noch 65% des zentralen Druckes vorhanden. Die Profilform hat sich ebenfalls kaum verändert.

Auch bei den tiefen Reflektoren wird der Fokussierungsgrad in starkem Maße vom Konvergenzwinkel φ beeinflußt. Im Mittelpunkt des Ellipsoids bei $x/f = -4$ bewirken alle sechs Reflektoren noch einen etwa gleich starken Konzentrationseffekt auf etwa das 7,5fache der primären Stoßfront an dieser Stelle (Fig. 5). Der 9fache Wert entspricht der Berechnung nach der geometrischen Akustik. Die Differenz ergibt sich durch den Reflexionsfaktor gegenüber Messing von $R = 0{,}92$ sowie dissipativen und nichtlinearen Effekten. Vor allem die letzteren gewinnen im weiteren zunehmend an Einfluß. Auf den langen Wegen bis zum Fokus bewirkt die Druckkonzentration auf den Achsbereich und die damit verbundenen unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten entlang der Front nahezu eine Einebnung des zentralen Bereichs. Dadurch wird die Fokussierung in Achsnähe frühzeitig beendet. Für die kleinen Reflektoren ergibt sich daher nur eine sehr flache Drucksteigerung mit einem Maximaldruck

schon weit vor dem geometrischen Fokus. Mit steigender Reflektorgröße wächst aber der Außenbereich der konvergierenden Front. Er hat wesentlich geringere Geschwindigkeitsgradienten auf niedrigem Niveau. Nichtlineare Effekte haben hier nur untergeordnete Bedeutung. Der Einfluß dieses Wellenabschnitts auf die Fokussierung nimmt daher mehr und mehr zu. Im Zusammenspiel mit dem zentralen Bereich verschiebt sich daher der Ort des Druckmaximums näher zum geometrischen Fokus. Für den Reflektor 5 wird der höchste Druck sogar erst etwas hinter dem Fokus erreicht.

Bei weiterer Vergrößerung des Konvergenzwinkels φ setzen sich die Randbereiche auf ihrem kurzen Weg zum Fokus gegenüber dem Zentralbereich durch. Der Ort des Maximums bewegt sich zurück zum geometrischen Wert. Mit dem Reflektor 6 wird daher auch, im Vergleich zu allen anderen Reflektoren, die höchste Verstärkung von etwa $17\,\hat{p}_M$ bei $x/f = 0{,}3$ gemessen.

Allerdings werden, bei gleichen Stoßerzeugungsenergien wie bei den flachen Reflektoren, nur enttäuschend geringe Maximaldrücke bis ca. 500 bar erzielt, obwohl die Flächenausnutzung (A_N/A_K) mit bis zu 98% gegenüber 5% bei den flachen Spiegeln wesentlich erhöht ist. Auch eine Steigerung der Erzeugungsenergien kann kaum eine Erhöhung des Fokaldruckes bewirken (Fig. 5b). Vielmehr bewirkt die Zunahme nichtlinearen Ausbreitungsverhaltens eine weitere Einebnung und Verbreiterung des zentralen Abschnitts der Wellenfront und dadurch eine Ausweitung des Fokalbereiches.

Erst in Fokusnähe kommt es durch die Außenanteile zu einer flachen Druckkonzentration. Für eine Stoßstärke von $\hat{p}_M = 124$ bar beträgt die Verstärkung nur noch das 4,5fache.

Für geringe Stoßstärken erhält man dagegen ausgeprägte Maxima mit Verstärkungen von knapp 20 bei einer Stoßwelle von $\hat{p}_M = 13$ bar.

Die nichtlineare Verringerung der Stoßkrümmung durch die höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit des achsnahen, druckstarken Frontabschnitts wird indirekt deutlich durch Messungen der Druckverteilung entlang der Wellenfront in zwei Abständen vor dem geometrischen Fokus (Fig. 6). Während im Mittelpunkt des Ellipsoids der Verlauf noch etwa den akustischen Berechnungen entspricht, ergibt sich 30 mm vor dem Fokus bei $x/f = -1$ eine beträchtliche Abflachung des Druckmaximums auf der Achse. Dies führt im Bereich des Maximaldruckes entlang der Rotationsachse zu den ausgedehnten Fokuszonen (Fig. 7). Für den Reflektor 5 ist der Druck im Gebiet $z = \pm 2$ mm abseits der Achse nahezu konstant. Im Abstand von 8 mm beträgt der Wert immer noch 30% des Achsendruckes. Bei Reflektor 6 mißt man durch den zunehmenden Einfluß der Randbereiche eine spitzere laterale Druckverteilung. Wird dagegen die Primärenergie erhöht, so ergibt sich im Fokalbereich eine fast konstante Druckamplitude über ± 8 mm. In diesem Fall kann kaum noch von einer Fokussierung gesprochen werden.

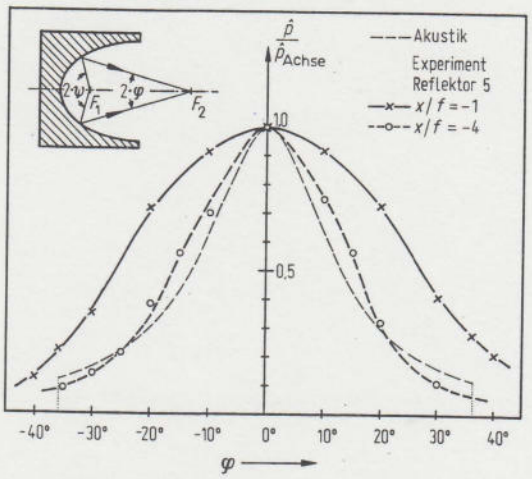


Fig. 6. Druckverteilung entlang der Stoßfront für verschiedene Abstände zum Fokus.

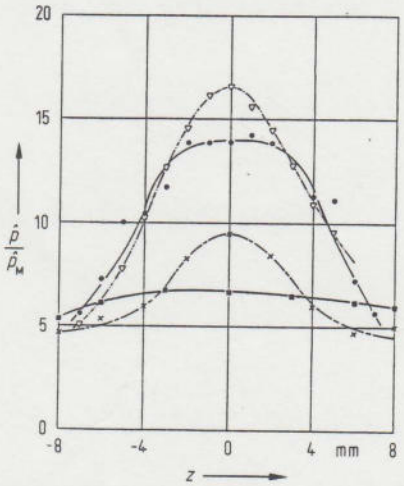


Fig. 7. Laterale Ausdehnung des Fokalbereiches. (× × ×) Reflektor 2, $x/f = -1$; (●●●) Reflektor 5, $x/f = 1$; (▽▽▽) Reflektor 6, $x/f = 0{,}33$; (■■■) Reflektor 5, Det. 28 mg, $x/f = 1$.

2.3. *Auswirkungen fokussierter Stoßwellen*

Obwohl die maximal erreichbaren Druckwerte im Fokus der tiefen Reflektoren bei gleicher Erzeugungsenergie trotz größerer Reflektoroberfläche stark gegenüber den durch die flachen Reflektoren erreichten Fokusdrücke zurückbleiben, ist ihre Wirkung auf Materialien anderer akustischer Impedanz wesentlich stärker. Nierensteine z. B. werden in dem ausgedehnten Fokalbereich schneller zerstört als in dem punkt-

förmigen Fokus der flachen Spiegel. Neben der flächigeren Belastung, die sich bei Verwendung der tiefen Reflektoren ergibt, kann aber auch die in diesem Fall größere Zeitkonstante des Fokusdruckverlaufs Ursache für den besseren Zerstörungsprozeß sein.

Da beim medizinischen Einsatz in der Nähe des Steins oftmals starke Blutungen auftreten, wurde der Steinzerfall hinsichtlich möglicher hoher Splittergeschwindigkeiten durch Hochgeschwindigkeitsphotographien von 91 400 Bildern/Sek. und 4000 Bildern/Sek. untersucht [11]. Dabei wurde der Nierenstein durch eine Einmalbelastung mit einer 28 mg Zündpille komplett desintegriert (Fig. 8). Es zeigte sich, daß

Fig. 8. Zerberstender Nierenstein; Detonator 28 mg, Reflektor 5; Beschallung von links. a) Kurz vor der Beschallung, b) 1 ms nach Zerfallsbeginn, c) 12 ms nach Zerfallsbeginn.

je nach Stein zwischen 2 ··· 3 Millisekunden nach der Belastung vergehen, bevor erste Anzeichen eines Zerfalls sichtbar werden. Anschließend zerfällt der Stein langsam mit maximalen Splittergeschwindigkeiten von 10 m/s. Eine bevorzugte Seite, die durch die Belastung zuerst zerstört wird, ist bei diesen Versuchsparametern nicht zu erkennen. Merkwürdigerweise entstehen einige Millisekunden nach Zerfallsbeginn einige Pulsationen der Steinpartikeln um das Steinzentrum, deren Ursache nicht erklärt werden konnte.

Da in der medizinischen Anwendung wesentlich geringere Energien eingesetzt werden und damit noch kleinere Splittergeschwindigkeiten auftreten, scheint eine mechanische Verletzung des Nierengewebes unwahrscheinlich, womit nur eine direkte oder indirekte Wirkung der Kompressions- bzw. der anschließenden Unterdruckphase selbst als Ursache bestehen bleibt.

Wie bereits in den Schlierenaufnahmen zu beobachten ist, entstehen bei den tiefen Reflektoren durch die flache Fokussierung auf hohem Niveau über weite Bereiche zahlreiche Kavitationsblasen entlang der Reflektorachse. Ihre erosive Wirkung ist bereits hinlänglich aus anderen Bereichen der Fluiddynamik bekannt. Sie durchlaufen einige gedämpfte Pulsationen und verschwinden nach etwa 0,5 ms wieder. Während dieser Pulsationen erzeugen sie sphärische Stoßwellen [s.a. 8], die in der Nähe ihres Zentrums sehr hohe Druckwerte besitzen. In der Kollapsphase neigt die Blase zur Instabilität, wobei sie zum Teil in verschiedene Einzelblasen zerfällt [12]. Befindet sie sich dagegen in der Nähe einer Mediengrenze, so wird ihr Kollapsverhalten gerichtet. Dabei kann es zu einem einseitigen Einstülpen der Blase mit einem Flüssigkeitsjet durch die Blase hindurch auf die Wand kommen. Die Geschwindigkeit dieses Flüssigkeitsstrahls erreicht Werte bis zu 120 m/s [13], wodurch eine Schädigung der Wandoberfläche erfolgen kann.

Bei der Nierensteinzertrümmerung ist durch die umgebenden Gewebe diese Voraussetzung einer Wandnähe immer gegeben. Fig. 9 zeigt eine durch einen fokussierten Laserblitz erzeugte Dampfblase zu verschiedenen Zeitpunkten im Abstand von ca. 3 mm oberhalb einer Gewebeprobe; rechts im Bild erkennt man die Spitze der Nadelsonde. Die nachfolgenden Aufnahmen zeigen deutlich die Ausbildung einer sphärischen Stoßfront und eines Flüssigkeitsstrahls in Richtung Wand während der zweiten Kollapsphase. Die dadurch bewirkte Gewebebeschädigung nach 50 solcher Einwirkungen wird in Fig. 10 offensichtlich. In der oberen rasterelektronenmikroskopischen Aufnahme der Gewebeoberfläche a) erkennt man den be-

Fig. 9. Verhalten einer durch einen fokussierten Laserblitz ($E = 400$ mJ) erzeugten Kavitationsblase in der Nähe einer Harnblasenwand. a) erzeugte Dampfblase $t_0 = 0$; b) 1. Kollapsphase $t_1 = 24$ µs; c) Beginn der 2. Schwingungsperiode mit emittierter Stoßwelle $t_2 = 40$ µs; d, e) Ausbildung eines Flüssigkeitsstrahls in Richtung Wand während der 2. Schwingungsphase $t_3 = 68$ µs; $t_4 = 100$ µs. Stoßdruck der emittierten Welle an der Spitze der 6 mm entfernten Nadelsonde $\hat{p} = 50$ bar; Umgebungsdruck im Wasser 7 bar [15].

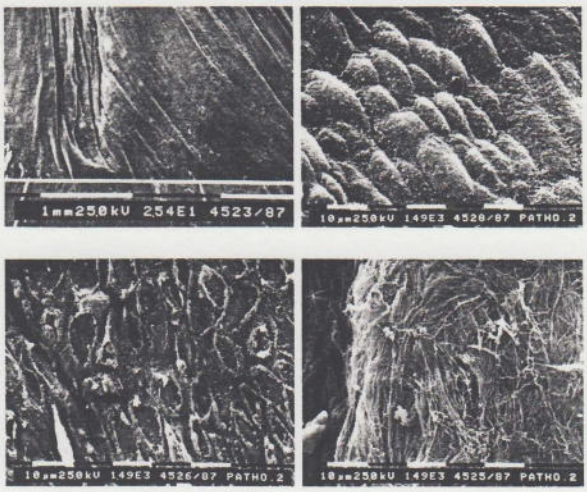


Fig. 10. Veränderung der Zellstruktur einer Rattenblasenwand durch Kavitationsblasen [15].

lasteten Bereich an einer Vertiefung. Die Bereiche rechts und links dieser Mulde sind kaum oder gar nicht verändert. Bild b) ist eine stark vergrößerte Betrachtung des unbelasteten Abschnitts; c) stellt den Übergangsbereich dar und in d) ist der geschädigte Zellverband zu erkennen. Dies bestätigt die Vermutung, daß die bei der Nierensteinlithotripsie auftretenden Blutungen durchaus auf Kavitationseffekte zurückgeführt werden können [s. a. 14] zumal auch Rötungen weitab vom Fokus an der Bauchdecke der Patienten auftreten.

Für eine gezielte Ausnutzung dieses Effektes bietet sich der Einsatz schallweicher Reflektoren an. Wie gezeigt wurde, können mit ihnen Zugspannungen bis zu – 90 bar auf kleinstem Raum konzentriert werden [7, 8]. Dadurch kommt es im Fokalraum zu einem ausgeprägten Verdampfungsprozeß und zu einem verstärkten Auftreten von Kavitationseffekten. Die Verwendung weicher Reflektoren wäre daher denkbar in Fällen, in denen fokussierte Verdichtungsstöße keine Wirkung zeigen. Um z. B. Veränderungen an Strukturen mit einem ähnlich akustischen Verhalten wie Wasser, man denke an Tumorzellen, zu erzielen, könnte diese Technik der Kombination von Zug- und Kavitationsbelastung ein hilfreiches Instrument in der medizinischen Therapie darstellen.

3. Abschließende Beurteilung

Die Untersuchungen zur Fokussierung sphärischer Stoßwellen in Wasser zeigen, daß bereits durch Freisetzung sehr geringer Energien von wenigen Joule bei Verwendung verschiedenster Reflektoren leicht sehr hohe Druckwerte im Fokus von mehreren hundert bis weit über 1000 bar erreichbar sind.

Ist die primäre Stoßstärke nur sehr schwach, so ist der konvergente Frontverlauf nahezu deckungsgleich mit dem Verlauf nach der geometrischen Akustik. Im Fokus selbst wird die singuläre Amplitude durch geringe Nichtlinearitäten begrenzt.

Wird die primäre Stoßenergie aber vergleichsweise groß, oder ist der Weg bis zum Fokus sehr lang, so können auch schon weit vor dem Fokus nichtlineare Effekte zu einer Abschwächung der Druckkonzentration führen.

Dies gilt umso mehr, je ungleichmäßiger sich die Stoßenergie auf die konvergente Front verteilt. Für einen maximalen Fokussierungseffekt sind daher

- ein großer Reflektordurchmesser,
- ein weiter Konvergenzwinkel φ,
- eine geringe primäre Stoßstärke sowie
- eine konstante Druckverteilung entlang der reflektierten Front

von Vorteil.

Am ehesten werden diese Voraussetzungen durch flache Reflektoren erreicht. Hier sind Abweichungen vom linearen Verhalten nicht sichtbar. Dementsprechend werden mit ihnen auch die höchsten Konzentrationen erzielt.

Dagegen treten bei den tiefen Ellipsoiden durch die langen Wege bis zum Fokus nichtlineare Effekte deutlicher hervor. Der Ort des höchsten Druckes kann dadurch erheblich vom geometrischen Fokus abweichen. Der eigentliche Fokus wächst in diesem Fall zu einem Fokalraum an. Daher werden, bei gleichen Stoßerzeugungsenergien wie bei den flachen Ellipsoiden, nur geringere Maximaldrücke erzielt, obwohl die Flächenausnutzung wesentlich erhöht ist. Auch eine Steigerung der Erzeugungsenergien bewirkt nur eine Verstärkung der nichtlinearen Effekte aber kaum eine Erhöhung des Fokaldruckes. Allerdings ist durch sie die Wirkung auf zu beschallendes Material wesentlich intensiver.

Die Verwendung von Reflektoren mit sehr großen Konvergenzwinkeln könnte gegenüber den bisher eingesetzten tiefen Ellipsoiden allerdings eine schonendere Behandlung gewährleisten. Durch ihren Vorteil einer exakteren Fokussierung und durch die Begrenzung des Druckbereiches ausschließlich auf einen eng umgrenzten Bereich, würden unerwünschte Belastungen des umgebenden Gewebes weitgehend vermieden, wobei allerdings der Kompromiß im Hinblick auf eine optimale Steinzertrümmerung berücksichtigt werden muß. Zugleich lassen sich leichter höhere Amplituden erreichen, die eine Verkürzung der Behandlungszeit ermöglichten. Denkbar wäre z. B. ein kalottenförmiger Sender, der – je nach Anwendungsfall – in unterschiedlicher Größe direkt am Ort seiner Oberfläche eine sphärische Stoß- oder Expansionswelle erzeugt.

4. Schlußbemerkung

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. rer. nat. H. Grönig für sein förderndes Interesse und seine stets hilfreichen Diskussionen während der gesamten Untersuchungsphase meinen herzlichen Dank aussprechen.

Die Arbeiten wurden dankenswerter Weise im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 27 „Wellenfokussierung: Aufteilung mechanischer Wellen“ von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt.

(Eingegangen am 18. Januar 1988.)

Literatur

[1] Chaussy, Ch., Forßmann, B., Brendel, W., Jocham, D., Eisenberger, F., Hepp, W. und Gokel, J. M., Berüh-

rungsfreie Nierensteinzertrümmerung durch extrakorporal erzeugte, fokussierte Stoßwellen. Beiträge zur Urologie, Bd. 2, Karger-Verlag, München 1980.

[2] Sturtevant, B. und Kulkarny, V. A., The focusing of weak shock waves. J. Fluid Mech. **73** [1976], 651–671.

[3] Holl, R., Wellenfokussierung in Fluiden. Dissertation, RWTH Aachen 1982.

[4] Takayama, K., Esashi, H. und Sanada, N., Propagation and focusing of spherical shock waves produced by underwater microexplosions. R. D. Archer and B. E. Milton (Eds.): Proc. of the 14th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves, Sydney 1983.

[5] Russell, D. A., Shock dynamics of noninvasive fracturing of kidney stones, D. Bershader (Ed.): Proc. of the 15th Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tubes, Berkeley 1985.

[6] Müller, M. und Platte, M., Einsatz einer breitbandigen Piezodrucksonde auf PVDF-Basis zur Untersuchung konvergierender Stoßwellen in Wasser. Acustica **58** [1985], 215–222.

[7] Müller, M. und Grönig, H., Stoßwellenfokussierung in Wasser. Forschungsbericht SFB 27/A3, 1986.

[8] Müller, M., Experimental investigations on focusing of weak spherical shock waves in water by shallow ellipsoidal reflectors. Acustica **64** [1987], 85–93.

[9] Sommerfeld, M. und Müller, M., Experiments and numerical studies of shock wave focusing in water. Experiments in Fluids **6** [1988], 209–216.

[10] Müller, M., Stoßwellenfokussierung in Wasser. Dissertation, RWTH Aachen 1987.

[11] Teichmann, R., Die Fokussierung einer Wasserstoßwelle durch Reflexion an einer Ellipsoidkontur. Diplomarbeit, Stoßwellenlabor, RWTH Aachen 1986.

[12] Gülhan, A. and Beylich, A. E., Untersuchung von Dynamik von Gasblasen. Acustica **63** [1987], 276–282.

[13] Lauterborn, W. und Bolle, H., Experimental investigations of cavitation-bubble collapse in a neighbourhood of a solid boundary. J. Fluid Mech. **72** [1975], 391–399.

[14] Crum, L. A., Acoustic cavitation produced in vitro by clinical ultrasound devices. Proc. 12th Int. Congr. on Acoustics, I4-4, Toronto 1986.

[15] Mersch, T., Auswirkungen von Kavitationserscheinungen an einer Indiumoberfläche und Körpergewebe. Studienarbeit, Stoßwellenlabor, RWTH Aachen 1987.