

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 60 (1969)
Heft: 3

Artikel: Ultraschall-Holographie
Autor: Planta, C. von
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916121>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.05.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Ultraschall-Holographie

Vortrag, gehalten an der 31. Hochfrequenztagung des SEV vom 14. November 1968 in Bern,

von C. von Planta, Basel

2711 - 2718

534.411:534-8

Es wird zunächst das Prinzip der Holographie erläutert und dann ein Überblick über den derzeitigen Stand der Ultraschall-Holographie bzw. ein Beispiel ihrer Anwendung in der Medizin gegeben. Auf die auftretenden Schwierigkeiten und die weiteren Entwicklungstendenzen wird hingewiesen.

L'exposé explique préalablement le principe de l'holographie et fournit ensuite un aperçu de l'état actuel de l'holographie des ultrasons, resp. un exemple de son application à la médecine. On indique en outre les difficultés qui se présentent et les autres tendances d'évolution.

1. Prinzip

Als Hologramm [1]¹⁾ bezeichnet man die Interferenzfigur, die zwischen dem Wellenbündel eines Objektes und einem zur Beleuchtung des Objektes kohärenten Referenzwellenbündel entsteht. Dabei wollen wir vorläufig offen lassen, welcher Natur diese Wellenbündel sind. Es kann sich z. B. um Schall- oder Lichtwellen handeln.

Betrachtet man die Phase und Amplitude dieser Wellen in der Hologramm-Ebene (Fig. 1), wobei die Zeitabhängigkeit vorläufig weggelassen wird, da diese für die folgenden Betrachtungen unwesentlich ist, dann lässt sich die Erregung durch das Objekt in der Hologrammebene durch eine Amplitude und Phase ($\vec{A}_0$) darstellen, die von den Koordinaten x und y in der Hologrammebene abhängen. Der Koordinatenursprung sei der Schnittpunkt der optischen Achse mit der Hologrammebene:

$$\vec{A}_0 = A_0(x, y) \cdot e^{i\Phi(x, y)}$$

die Referenzwelle sei eine unter dem Winkel θ zur optischen Achse einfallende ebene Welle:

$$\vec{A}_r = A_r \cdot e^{-i\alpha x}$$

wobei

$$\alpha = \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda}$$

λ Wellenlänge

Die Gesamterregung in der Hologramm-Ebene ist die Summe dieser beiden Erregungen und die Intensität (I) das Produkt dieser Summe mit der zu ihr konjugiert komplexen Grösse, d. h.

$$I = A_r^2 + A_0^2 + 2 A_0 A_r \cos [\alpha x + \Phi(x, y)] \quad (1)$$

Dieser Ausdruck hat einen Modulationsterm mit einer räumlichen Trägerfrequenz α , die von der Referenzwelle stammt, und einer Phasenmodulation durch die Objektwelle. Ausserdem tritt eine Amplitudenmodulation auf, da ja ausser der Phase auch die Objektwellenamplitude A_0 vom Ort abhängt. Man kann nun annehmen, dass dieses Hologramm auf Film aufgenommen, und dass seine Amplitudentransmission (T) proportional zur Intensität (I) ist. Dabei wird der Wert der Proportionalitätskonstanten als 1 angenommen. Ihre Dimension ist eine reziproke Intensität. Letztere Annahme kann man ohne grosse Beschränkung der Allgemeinheit machen. Bestrahlt man nun dieses Hologramm mit der gleichen Referenzwelle,

die zur Aufnahme des Hologramms gedient hat, dann erhält man für die durchgehende Welle hinter der Hologrammebene die Erregung:

$$T\vec{A}_r = I\vec{A}_r = \vec{A}_r (A_r^2 + A_0^2) - A_r^2 A_0 e^{i\Phi(x, y)} - A_r^2 A_0 e^{-2i\alpha x - i\Phi(x, y)} \quad (2)$$

Dieser Ausdruck besteht aus drei Termen und lässt sich wie folgt interpretieren: Der erste Term entspricht dem ungebeugt durchgehenden Teil der rekonstruierenden Welle. Der zweite Term stellt bis auf den konstanten Faktor A_r^2 die Objektwelle dar. Das Hologramm liefert also durch Beugung unter dem Winkel θ zur eingestrahlten rekonstruierenden Welle ein virtuelles räumliches Bild des Objekts. Der dritte Term liefert unter dem Winkel $-\theta$ zur rekonstruierenden Welle ein fokussiertes reelles Bild des Objekts. Dass es sich um ein fokussiertes Bild handelt, erkennt man aus dem Vorzeichenwechsel der Phase der Objektwelle.

Es soll nun noch ein ganz einfaches Beispiel behandelt werden, nämlich die Abbildung eines Punktes mittels der Holographie (Fig. 2). Wir nehmen dabei an, dass die Referenzwelle senkrecht zur Hologrammebene auffällt, also $\theta = 0$. Durch Interferenz mit der Kugelwelle des Objekts erhält man, wie sich durch eine einfache geometrische Überlegung zeigen lässt, einen Modulationsterm des Hologramms von der Form:

$$2 A_r A_0(\varrho) \cdot \cos \left(\frac{\pi \varrho^2}{\lambda D} \right) \quad (3)$$

wobei ϱ der Abstand von der optischen Achse in der Hologrammebene und D der Abstand des abzubildenden Punktes von der Hologrammebene bedeutet. Aus Gl. (3) ersieht man,

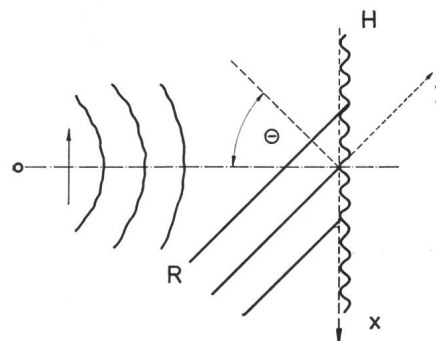


Fig. 1
Prinzip der Holographie

R Referenzwellenfronten; H Hologrammebene; x, y Koordinatenachsen in Hologrammebene

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

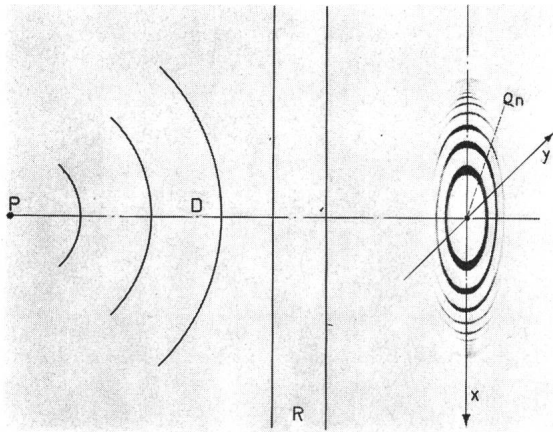


Fig. 2

Fresnelsche Zonenplatte

D Abstand der Punktquelle von der Hologrammebene; q_n Abstand des n -ten Interferenzringes; P Punktquelle; R Referenzwellenfronten
Weitere Bezeichnungen siehe Fig. 1

dass die Punkte maximaler Intensität auf konzentrischen Kreisen mit den Radien q_n liegen, für die:

$$q_n = \sqrt{2n\lambda D} \quad \text{mit } n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

gilt.

Diese aus konzentrischen Kreisringen bestehende Interferenzfigur wird Fresnelsche Zonenplatte genannt, und diese hat die Eigenschaft, dass sie eine ebene Welle in einen Punkt fokussiert.

Da man sich ein beliebiges Objekt aus einzelnen Punkten zusammengesetzt denken kann, setzt sich auch das Hologramm aus einzelnen solchen Zonenplatten zusammen. Die mathematische Formulierung dafür liefert die Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsformel, mit Hilfe derer sich die Hologramme beliebiger Objekte berechnen lassen.

2. Ultraschall-Holographie

Der von einer ebenen Schallwelle in einer Flüssigkeit hervorgerufene Schalldruck p lässt sich folgendermassen darstellen:

$$p = \left[p_0 \sin(\omega t - kx) + p_0 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_0 \sin^2(\omega t - kx) \right] e^{-\beta x}$$

worin

p_0 Schalldruckamplitude

ω $2\pi f$ (f = Schallfrequenz, z. B. 10 MHz)

k $\frac{2\pi}{\lambda}$ Betrag des Wellenvektors in Richtung der Fortpflanzung x

λ Wellenlänge = 0,015 cm für 10 MHz in Wasser

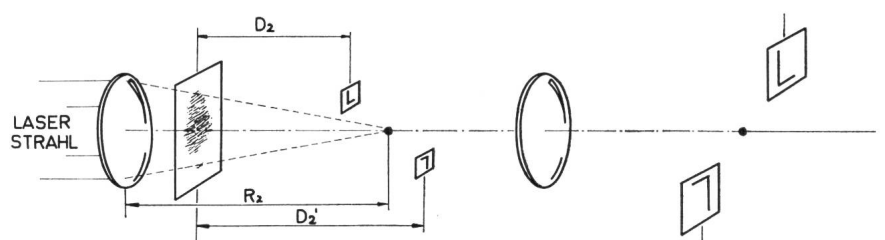
β Absorptionskoeffizient = 0,025 cm⁻¹ für 10 MHz in Wasser

Die durch die Druckamplitude p_0 verursachte relative Dichteänderung $\left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_0$ gibt Anlass zu einem zweiten Term, dem Schall-Strahlungsdruck, der aber im folgenden wegen seiner Kleinheit bei den für Schallholographie angewendeten Energiedichten vernachlässigt werden kann.

Fig. 3

Rekonstruktion von einem Ultraschall-Hologramm

D_2 Abstand des Hologrammes vom konjugierten Bild; D_2' Abstand zwischen Hologramm und Bild; R_2 Krümmungsradius der rekonstruierenden Welle



Man kann also den Schalldruck nach Betrag und Phase mit Hilfe eines Detektors (z. B. einem Piezokristall) nachweisen, der die Hologrammebene Zeile für Zeile abtastet. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, in der Schallholographie die Referenzwelle elektronisch zu simulieren, indem man dem abgetasteten Objektsignal ein Referenzsignal beimischt [2]. Dieses Referenzsignal wird aus dem das Objekt beleuchtenden Schallsender abgeleitet, um seine Kohärenz mit der Objektwelle zu gewährleisten. Eine ebene Referenzwelle mit schrägem Einfallswinkel lässt sich z. B. simulieren [3], indem man die Phase eines zweiten Senders mit etwas verschiedener Frequenz am Anfang jeder Abtastzeile auf die Senderphase einlockt.

Für die schräg einfallende Referenzwelle gilt nämlich:

$$p = p_0 \sin(\omega t - \alpha x) = p_0 \sin(\omega - \alpha v) t$$

worin v die konstante Scan-Geschwindigkeit bedeutet.

Selbstverständlich können auch Referenzwellen anderer Art (z. B. Kugelwellen) elektronisch, eventuell mit Hilfe eines Computers, erzeugt werden. In den meisten Fällen genügt es jedoch, als Referenzsignal direkt das Sendersignal zu benutzen, d. h. also eine senkrecht einfallende Referenzwelle ohne Phasenverschiebung über der Hologrammebene zu simulieren. Die bei der Rekonstruktion solcher Hologramme wegen der Überlappung der beiden Bilder auftretenden Schwierigkeiten lassen sich durch seitliche Versetzung des Objekts von der optischen Achse und geeignete räumliche Filterung weitgehend beheben.

Um den Abtastvorgang zur Aufnahme des Hologramms durchzuführen, muss das notwendige Abtastintervall, d. h. der Zeilenabstand und damit der Durchmesser des Detektors bekannt sein. Nach dem von Shannon eingeführten sampling Theorem muss gelten:

$$\frac{1}{\Delta} \geq 2 v_{\max}$$

worin $v_{\max}$ die maximale im Hologramm vorkommende Raumfrequenz ist. Diese maximale Raumfrequenz kann man sich für einen Punkt des Objektes auf der optischen Achse errechnen. Es gilt nämlich für die Raumfrequenz der Fresnelschen Zonenplatte dieses Punktes:

$$v = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d}{dq} \left(\frac{\pi q^2}{\lambda D} \right)$$

und damit

$$v_{\max} = \frac{q_{\max}}{\lambda D}$$

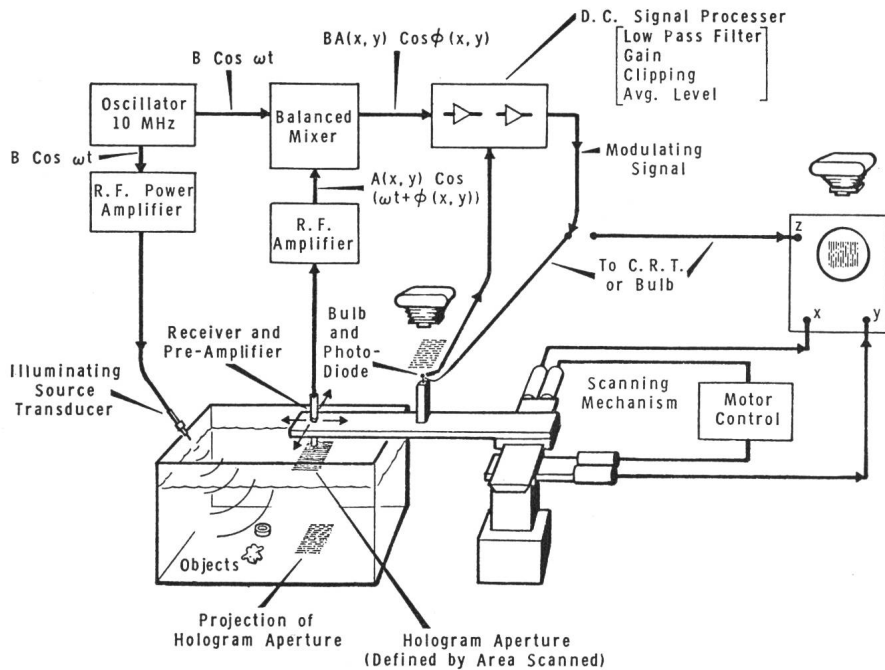
Daraus ergibt sich für ein Hologramm von 10×10 cm, $\lambda = 0,015$ cm, $D = 20$ cm die Abschätzung $v_{\max} = 23$ cm⁻¹:

$\Delta = 0,022$ cm für Zeilenabstand und Durchmesser.

Für den Abtastvorgang ist somit ein Zeilenraster von zirka 500 Zeilen notwendig.

Das Auflösungsvermögen der holographischen Abbildung ist wie bei jeder Abbildung durch die Wellennatur der Beleuchtung begrenzt. Die Anwendung des Rayleigh-Kriteriums ergibt

Fig. 4
Aufnahme-Apparatur für Ultraschall-Hologramme



Diese Verzerrung könnte vermieden werden, wenn die Rekonstruktionsbedingungen so gewählt werden, dass $M_T = \lambda_L/\lambda$ ist. In der Praxis ist diese Verzerrung jedoch nicht von so grosser Bedeutung, da das entstehende Primärbild in den meisten Fällen ohnehin zu klein ist, so dass eine Vergrösserung mit konventioneller Optik nötig ist, wobei dann die Tiefenschärfe verlorengeht. Bei der in der Figur gezeigten Rekonstruktion ist das Objekt bei der Aufnahme des Hologramms gegen die optische Achse versetzt. Dadurch ist es möglich, den direkten konvergenten Laserstrahl durch eine Maske auszublenden und dadurch zu verhindern, dass das Bild durch den direkten Laserstrahl gestört wird.

Die Figuren 4...8 stammen aus einem Bericht von Brenden vom Battelle Institut N.W. in den USA, sind Eigentum der Fa. Holotron und werden hier mit Erlaubnis des Autors reproduziert.

Fig. 4 zeigt eine experimentelle Anordnung zum Abtasten von Ultraschallhologrammen. Ein Ultraschallsender (10 MHz) beleuchtet das Objekt. Die Hologrammebene wird wie besprochen zeilenweise abgetastet. Das Sendersignal wird mit dem Empfängersignal gemischt, was der Simulation einer senkrecht einfallenden Referenzwelle entspricht. Die Mischung ergibt das Modulationssignal, welches nach Überlagerung mit einem Gleichstromsignal eine Lichtquelle steuert, die unter entsprechender optischer Verkleinerung photographiert wird.

für den minimalen Abstand zweier Punkte d , der noch ein getrenntes Bild dieser zwei Punkte erlaubt:

$$d \approx \frac{\lambda}{2 x_{\max}} D$$

Diese Beziehung gilt für kleine Winkel, d.h. grosse Abstände von der Hologrammebene zum Objekt. Man erhält demnach für einen Hologrammabstand von 20 cm und einen Hologrammdurchmesser von 10 cm eine Auflösung von ungefähr der doppelten Wellenlänge, d.h. also für 10 MHz Ultraschall etwa 0,3 mm.

Bei der Rekonstruktion eines Ultraschallhologramms muss zur Visualisierung des rekonstruierten Bildes sichtbares kohärentes Licht verwendet werden, z.B. Licht eines He/Ne-Gas-Lasers einer Wellenlänge von 6328 Å. Dies hat zur Folge, dass das Hologramm verkleinert werden muss, um seine Struktur der rekonstruierenden Wellenlänge anzupassen (Fig. 3).

Für den Rekonstruktionsprozess gilt ähnlich wie für eine Linse eine Linsengleichung [4] der Form:

$$\frac{1}{\lambda_L D_2} \pm \frac{1}{\lambda m^2 D_1} \pm \frac{1}{\lambda m^2 R_1} + \frac{1}{\lambda_L R_2} = 0$$

darin bedeuten:

- λ_L die Laserwellenlänge
- λ Ultraschallwellenlänge
- D_1 Abstand Objekt—Hologramm
- R_1 Krümmungsradius der Referenzwelle
- R_2 Krümmungsradius der rekonstruierenden Welle
- m Verkleinerungsfaktor des Hologramms

Daraus ergeben sich unter Berücksichtigung der beiden Vorzeichenkombinationen die Abstände D_2 und D_2' der beiden Bilder, die im Falle einer konvergenten rekonstruierenden Welle beide fokussiert sind und auf der gleichen Seite der Hologrammebene liegen. Diese Bilder sind allerdings räumlich verzerrt, indem die transversale (M_T) und longitudinale (M_L) Vergrösserung nicht gleich gross sind. Nämlich:

$$M_T = \frac{1}{m} \cdot \frac{\lambda_L}{\lambda} \cdot \frac{D_2}{D_1}$$

$$M_L = \frac{\lambda}{\lambda_L} M_T^2$$

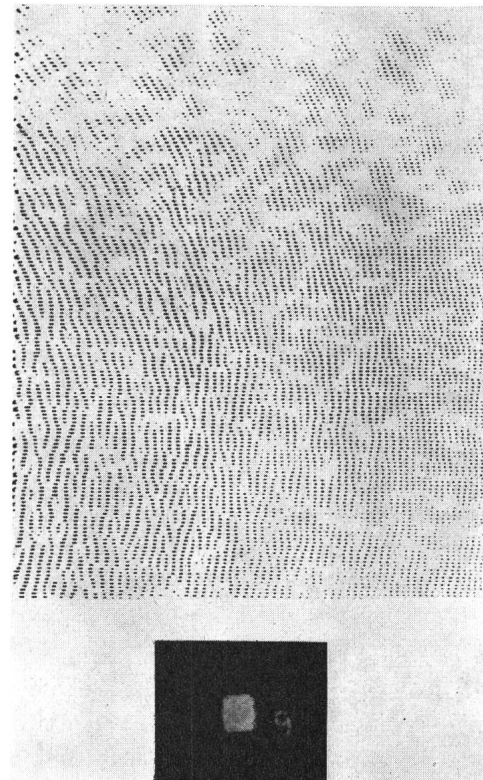


Fig. 5
Ultraschall-Abtasthologramm und Rekonstruktion

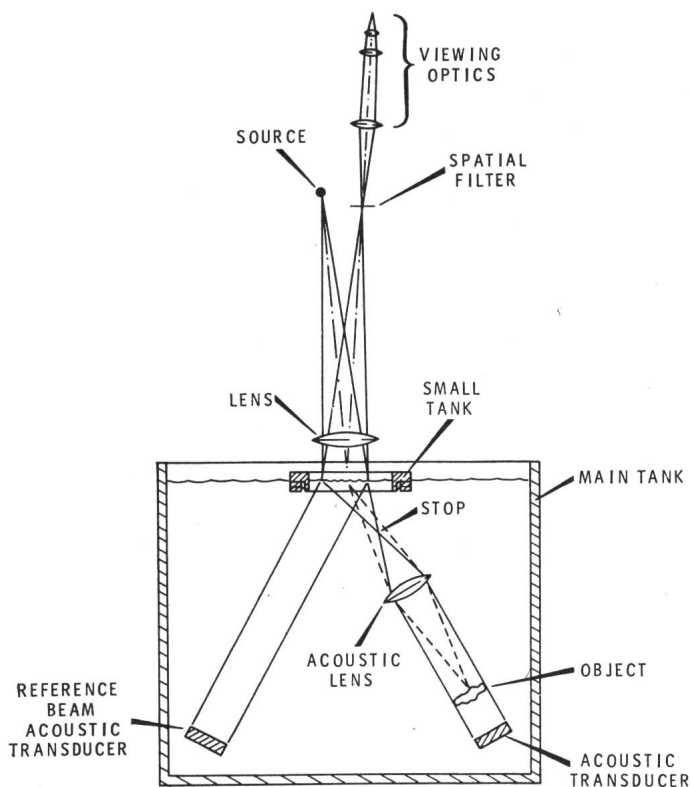


Fig. 6
Flüssigkeitsoberflächen-Holographie

Fig. 5 zeigt das so gewonnene Abtasthologramm und darunter das mit einem HeNe-Laser rekonstruierte Objekt, eine Transparenz der Zahl 9 von 5 mm Höhe.

Statt das Hologramm abzutasten, haben *Brenden* und *Müller* [5] die Flüssigkeitsoberflächen-Holographie entwickelt. Fig. 6 zeigt eine solche Anordnung:

Die Objekt- und Referenzwelle interferieren an der Oberfläche einer Flüssigkeit, die sich in einem kleinen Gefäß befindet. Die Flüssigkeit muss eine hohe Dämpfung für Schallwellen aufweisen, damit Störungen von aussen möglichst wenig auf die Flüssigkeitsoberfläche übertragen werden. Dank dem Strahlungsdruck der Schallwellen und der entgegenwirkenden Oberflächenspannung und Gravitation bildet sich eine stationäre Oberflächendeformation aus, die an jedem Punkt proportional zur Schallintensität ist. Wird nun diese Oberfläche mit kohärentem Licht beleuchtet und mittels einer Schlierenoptik betrachtet, dann sieht man das rekonstruierte Bild. Es ist von Vorteil, aber nicht unbedingt notwendig, das Objekt in die Hologrammebene abzubilden. Die Beleuchtung muss gepulst erfolgen, um Störungen durch Strömungsvorgänge zu vermeiden.

Fig. 7 zeigt das Resultat einer solchen Aufnahme mit 10 MHz. Die Buchstaben sind in einer Aluminiumscheibe eingraviert worden. Die Höhe der Buchstaben beträgt 5 mm, die Spurbreite 0,5 mm. Man erkennt daraus, dass eine Auflösung von der Grössenordnung der Wellenlänge des verwendeten Ultraschalls experimentell durchaus erreichbar ist.

Fig. 8 zeigt das mit dieser Technik aufgenommene Ultraschallbild von unter der Haut von Ratten implantierten Tumoren. Da Krebsgewebe eine andere Schallimpedanz als gesundes Gewebe hat, findet Schallreflexion an der Oberfläche des Tumors statt. Nach Enthaarung der Haut können also

durch die Haut hindurch kleine Tumoren von einigen Millimeter Durchmesser sichtbar gemacht werden. Dies wäre durch Röntgenaufnahmen, soweit dem Autor bekannt ist, nicht ohne weiteres möglich.

Vergleicht man die beiden Methoden der Holographie mittels mechanischer Abtastung und Flüssigkeitsoberflächen, dann ergeben sich vor allem 2 Unterschiede: Bei der Flüssigkeitsoberflächen-Holographie ist wegen der Kleinheit des Strahlungsdrucks, bedingt durch die kleine Kompressibilität von Flüssigkeiten, die Empfindlichkeit relativ gering. Schalleistungen von zirka 100 mW cm^{-2} sind für eine Aufnahme nötig. Dafür ist die Aufnahmezeit gering. Diese ist durch die Filmeempfindlichkeit und die Beleuchtungsstärke der kohärenten Lichtquelle gegeben. Bei der mechanischen Abtastung des Hologramms mit einem Piezo-Detektor ist die Empfindlichkeit gross ($10^{-7} \text{ W cm}^{-2}$ sind genügend). Hingegen ist die gesamte Abtastzeit für die Aufnahme eines Hologramms mit hoher Auflösung gross (Grössenordnung 1 h). Mechanische Systeme zur Abtastung sind ihrer Natur nach langsam.

Eine wichtige Frage im Hinblick auf die Anwendung dieser Methode in der Medizin ist die für biologisches Gewebe zulässige Toleranzdosis von Ultraschall. Gemäss den zur Zeit erhältlichen Informationen kommt es bei der biologischen Wirkung des Ultraschalls auf die Spitzenintensität an, die nicht grösser als 10 mW cm^{-2} sein sollte. Daraus ersieht man, dass die Flüssigkeitsoberflächen-Holographie für medizinische Anwendungen wahrscheinlich ungeeignet ist, da die notwendigen Spitzenintensitäten zu hoch sind. Man ist sich jedoch darüber einig, dass zur Abklärung dieser Fragen vertiefte biophysikalische Forschungen notwendig sind.

Zum Schluss möchte ich noch auf die beiden Haupthandikaps der Abtast-Ultraschallholographie und der Ultraschallholographie überhaupt hinweisen. Nämlich der Zeitbedarf, der für den mechanischen Scan viel zu gross ist, da das Objekt während dieser Zeit eine auf den Bruchteil eines Millimeters

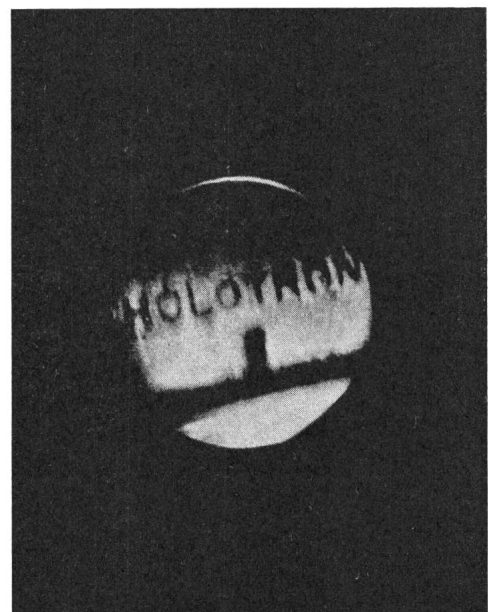


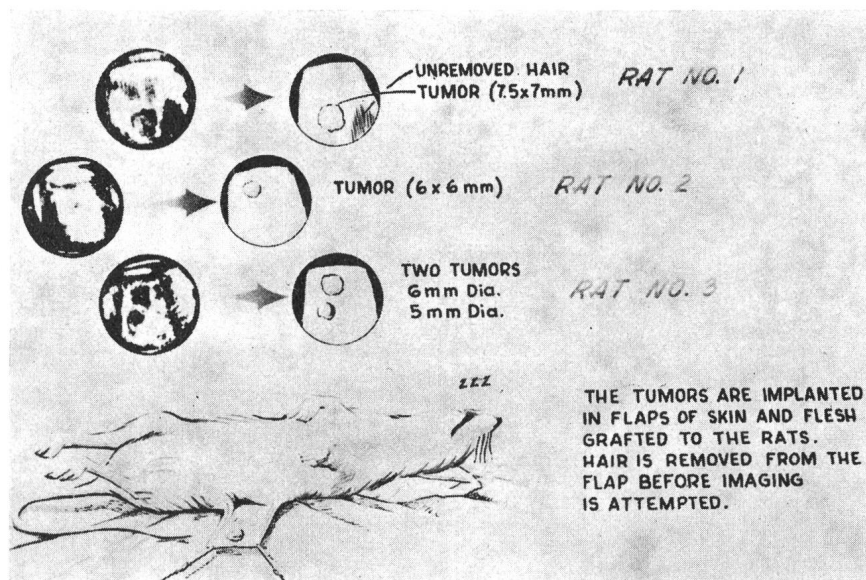
Fig. 7
Auflösung der Flüssigkeitsoberflächen-Holographie
Objekt: Auf AC-Scheibe gravierte Buchstaben (Höhe: 5 mm; Tiefe: 0,25 mm; Spurbreite 0,5 mm)

Fig. 8
Tumor-Abbildung an lebenden Ratten

unveränderte Lage einhalten muss, und die Verzerrung der räumlichen Proportionen, die durch den grossen Wellenlängenunterschied bei der Aufnahme und der Rekonstruktion des Hologramms bedingt ist.

In den Zenith-Forschungslaboratorien [6] in den USA wird zur Zeit an Laser-Abtastverfahren gearbeitet, mit Hilfe derer durch Schall bedingte Festkörper Oberflächendeformationen mit hoher Empfindlichkeit in Zeiten von Bruchteilen von Sekunden abgetastet werden können. Statt der Rekonstruktion mit Lasern werden wahrscheinlich digitale Verfahren [7] beigezogen werden. Es lässt sich nämlich zeigen, dass das mit einer Kugelwelle als Referenzwelle erzeugte sog. Fourier-Hologramm, der Fourier-Transformation des Objekts in die Bildebene entspricht. Die Rücktransformation in die Objektebene kann dann mit Hilfe eines Digitalrechners erfolgen. Dafür sind heute sehr leistungsfähige numerische Methoden bekannt.

Diese Entwicklungen deuten darauf hin, dass die Ultraschall-Holographie sich möglicherweise zu einem leistungsfähigen Verfahren für die medizinische Diagnostik entwickeln könnte. Es ist aber noch sehr viel Arbeit von Physikern, Ingenieuren und Medizinern notwendig, bis solche Geräte dem Kliniker in die Hand gegeben werden können.



Literatur

- [1] G. W. Stroke: An introduction to coherent optics and holography. New York/London, Academic Press, 1966.
- [2] A. F. Metherell, H. M. A. El-Sum, J. J. Dreher and L. Larmore: Introduction to acoustical holography. J. acoustical society America 42(1967)4, S. 733...742.
- [3] R. K. Mueller, E. Marom and D. Fritzler: Electronic simulation of a variable inclination reference for acoustic holography via the ultrasonic camera. Applied physics letters 12(1968)11, S. 394...395.
- [4] J. B. DeVelis and G. O. Reynolds: Theory and applications of holography. Reading, Mass., Addison-Wesley, 1967.
- [5] R. K. Mueller and N. K. Sheridan: Sound holograms and optical reconstruction. Applied physics letters 9(1966)9, S. 328...329.
- [6] A. Korpel, L. J. Laub and H. C. Sievering: Measurement of acoustical surface wave propagation characteristics by reflected light. Applied physics letters 10(1967)10, S. 295...297.
- [7] J. W. Goodman and R. W. Lawrence: Digital image formation from electronically detected holograms. Applied physics letters 11(1967)3, S. 77...79.

Adresse des Autors:

Dr. C. von Planta, dipl. Physiker, F. Hoffmann-La Roche & Co. AG, Postfach, 4002 Basel.