Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung

Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine

Band: 66 (1948)

Heft: 14

Artikel: Ueber die physikalischen Grundlagen des Ultraschalles und seine Anwendung im Materialprüfwesen

Autor: Baud, R.V.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-56697

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 11.07.2025

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

66. Jahrgang Nachdruck von Bild oder Text nur mit Zustimmung der Redaktion und nur mit genauer Quellenangabe gestattet Nr. 14

Ueber die physikalischen Grundlagen des Ultraschalles und seine Anwendung im Materialprüfungswesen

DK 620.179.16

Von Dr. R. V. BAUD, Abteilungschef, Vorsteher des Laboratoriums für zerstörungsfreie Werkstoffprüfung II an der EMPA, Zürich

I. Physikalische Grundbegriffe

Die Akustik — in weitestem Sinne gedeutet — ist die Lehre von den Schwingungen gasförmiger, flüssiger und fester, elastischer Körper. Im engsten Sinne befasst sie sich mit der als *Schall* bezeichneten, physiologischen Wirkung auf das Gehörorgan. Hierbei versieht das Trommelfell den Dienst eines Schallempfängers E (vgl. Bild 1), die Luft den eines Schalleiters oder Schallträgers L, während irgend ein verhältnismässig langsam schwingender Körper (Stimme, Glocke, Saite, u. drgl.) als Schallsender S wirkend, die eigentliche Ursache der ganzen physikalischen Erscheinung darstellt. Bei vereinfachter Betrachtung schwingen alle Teilchen der Strecke S-E, wie z. B. das Teilchen T in Bild 1, in Richtung S-E um ihre Gleichgewichtslage. Die Grösse der Ausweichungen dieser Teilchen von ihrer Gleichgewichtslage ist in einem bestimmten Zeitpunkt im einfachsten Falle durch eine Sinuskurve gegeben, wie in Bild 1 unten dargestellt. In diesem Moment schwingen beispielsweise alle durch Kreuzchen dargestellten Teilchen nach rechts, alle durch kleine Kreise dargestellten nach links, wodurch Verdichtungen und Verdünnungen (d. h. Abweichungen von der mittlern Dichte ϱ des Mediums) entstehen. Die maximale Ausweichung des Teilchens T von der Gleichgewichtslage wird als Amplitude A bezeichnet. Das Quadrat hiervon (A^2) ist der sogen. Schallintensität I proportional, vgl. Abschnitt V. Die Dauer einer ganzen Schwingung, d. h. die Zeit, die das schwingende Teilchen T braucht, um einmal hin- und herzuschwingen, beträgt T Sekunden. Unter Schwingungszahl bzw. Frequenz f der Schwingung versteht man die Anzahl der von den Teilchen T in einer Sekunde ausgeführten Schwingungen. Diese Zahl wird vielerorts bereits seit längerer Zeit in Hertz (Hz) angegeben (1 Schwingung pro Sekunde = 1 Hz). Gemäss den beiden zuletzt gegebenen Definitionen besteht die Beziehung:

$$(1) \qquad f\,T = 1$$

Schwingungen von $f = 16$ (untere Grenze) bis $f = 20\,000$ Hz (obere Grenze) kann das menschliche Ohr wahrnehmen; demgemäss ist es naheliegend, von «gewöhnlichem» oder «normalem» Schall, kurz von «Hör»-Schall oder schlechthin von Schall zu sprechen. Schwingungen mit Frequenzen über 20 000 Hz werden als *Ultraschall* bezeichnet. Der Unterschied scheint also zunächst lediglich eine Definitionsangelegenheit (und zwar eine ziemlich willkürliche) zu sein; in Wirklichkeit führen die grossen Frequenzen zu sehr interessanten Auswirkungen, indem — wie aus den weiteren Ausführungen hervorgeht — den grossen Frequenzen kleine Wellenlängen λ entsprechen. Hierunter versteht man den kürzesten Abstand zweier auf der Strecke S-E befindlicher Teilchen, die denselben Schwingungszustand aufweisen.

Wenn der Schallsender S (Bild 1) seine erste Halbschwingung in Richtung S ⟶ E ausführt, werden in der Folge die in Richtung S ⟶ E nacheinander angeordneten Teilchen von den jeweils vorderen angestossen. Die durch die erste Halbschwingung des Senders entstehende Verdichtung, ebenso wie

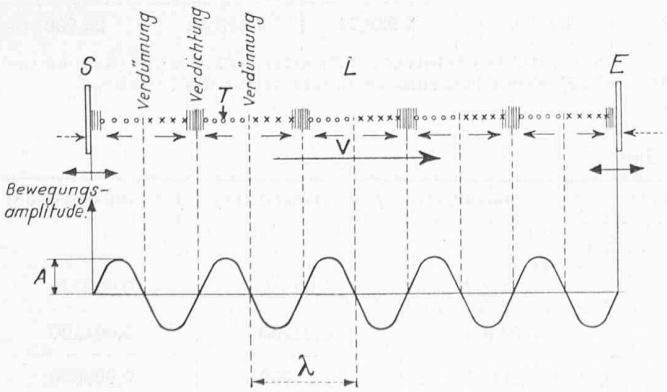

Bild 1. Fortpflanzung von Schallwellen. *S* Sender, *L* Leiter, *E* Empfänger

die durch die zweite Halbschwingung von S in rückwärtiger Richtung bedingte Verdünnung pflanzen sich somit nacheinander über alle Teilchen in Richtung S ⟶ E fort und zwar mit einer Geschwindigkeit V, die man als Fortpflanzungs- oder Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalles oder kurz als Schallgeschwindigkeit bezeichnet. Dieser Vorgang wiederholt sich solange, als der Sender S schwingt, wobei also sämtliche hervorgerufenen Verdichtungen und Verdünnungen gesamthaft — einem Flusse ähnlich — mit der Geschwindigkeit V in der Richtung S ⟶ E wandern und den Empfänger E zum periodischen Mitschwingen bringen. Während der Sender S eine einzelne Schwingung definitionsgemäss in der Zeit T ausführt, wandert die Welle um die Wellenlänge λ vorwärts. Da nun bei gleichförmigen Bewegungen unter Geschwindigkeit der Quotient von Weg durch Zeit verstanden wird, so folgt:

$$(2) \qquad V = \frac{\lambda}{T} = f\,\lambda$$

d. h. für einen bestimmten Schalleiter sind Frequenz und Wellenlänge umgekehrt proportional.

II. Schallgeschwindigkeit und Schallwellenwiderstand

Von den vier in Abschnitt I definierten Grössen f, T, λ und V hängen zwei (T, λ) direkt von der Frequenz f ab, die in weiten Grenzen beliebig gewählt werden kann, während die Geschwindigkeit V mit gewissen Einschränkungen als eine Materialkonstante zu betrachten ist. Dies ist schon daraus ersichtlich, dass V mit anderen bekannten Materialkonstanten durch verhältnismässig einfache Beziehungen verknüpft ist. So gilt z. B. für Gase:

$$(3) \qquad V = \sqrt{\frac{p}{\varrho}\,\frac{c_p}{c_v}}$$

(p = Gasdruck, ϱ = Dichte, c_p, c_v = Spez. Wärme bei konst. Druck, bzw. konst. Volumen), während für Flüssigkeiten:

$$(4) \qquad V = \sqrt{\frac{K}{\varrho}\,\frac{c_p}{c_v}}$$

(K = Reziprokwert der Kompressibilität bei konst. Temperatur).

Wesentlich komplizierter liegen die Verhältnisse bei festen Körpern. Denkt man sich den Schalleiter im Bild 1 als aus einer runden Stange vom Durchmesser d bestehend, so sind gemäss dem heutigen Stand der Forschung drei Fälle zu unterscheiden:

a) Für $d \leqq \lambda/2$ (ungefähr) gilt:

$$(5) \qquad V = \sqrt{\frac{E}{\varrho}} \qquad (E = \text{Elastizitätsmodul})$$

d. h. für diesen Bereich kann V als «gewöhnliche» oder «normale» Schallgeschwindigkeit bezeichnet werden.

b) Beim Ueberschreiten des Wertes $d \cong \lambda/2$ fängt V zuerst an zu sinken, dann unvermittelt jäh zu steigen und sodann wieder zu sinken. Für dieses Resonanzgebiet, in dem sich der Stab ähnlich wie Gummi verhält, fehlen theoretische Grundlagen und sichere experimentelle Werte.

c) Steigert man den Wert d/λ noch weiter, so verlässt man bei Erreichen des Grenzwertes $d \cong 4\lambda$ das unter b) erwähnte «Niemandsland» und man betritt den Bereich, für den die Formel:

$$(6) \qquad V_{US} = \sqrt{\frac{E}{\varrho}}\sqrt{\frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}}$$

gilt. So ist z. B. für Stahl mit der Poisson'schen Konstanten $\nu = 0{,}3$:

$$(6a) \qquad V_{US} = 1{,}16\sqrt{\frac{E}{\varrho}}$$

Formel (6) konnte bisher erst für wenige Materialien ziemlich exakt verifiziert werden, während man für andere Abweichungen fand, die sich bis jetzt noch nicht erklären

lassen [1]). Die beschriebene Frequenzabhängigkeit, derzufolge V_{US} von V abweicht, wird als Schalldispersion bezeichnet.

Bei der in Bild 1 dargestellten Schwingung oszillieren die Teilchen in der Fortpflanzungsrichtung; es handelt sich hier also um eine Longitudinalbewegung. Im Gegensatz dazu können hauptsächlich in festen Körpern Transversalwellen angeregt werden, bei denen die Teilchen senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung schwingen, in Bild 1 also in vertikaler Richtung [2]). Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit beträgt alsdann:

$$(7) \qquad V_t = \sqrt{\frac{G}{\varrho}}$$

worin G den Schubmodul bedeutet.

Es ist somit grundsätzlich möglich, die elastischen Konstanten E aus Formel (5), G aus Formel (7) und somit ν aus E und G zu ermitteln, da bekanntlich $G = E/2\,(1 + \nu)$. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von ν bietet Formel (6). Voraussetzung für diese Materialbestimmungen ist, dass sich V, V_t, und V_{US} mit genügender Genauigkeit ermitteln lassen. Zu diesem Zweck muss, wenigstens bei den derzeitigen Methoden, der Probekörper zwei parallele, gegenüberliegende Endflächen aufweisen; sonst kann er in gewissen Grenzen beliebig geformt sein. Es lassen sich so die Konstanten ausgesprochen spröder und plastischer Stoffe ermitteln, die nach den üblichen Methoden schwer zu bestimmen sind. Ferner lässt sich die Prüfung an relativ kleinen Probekörpern ausführen. Das erwünschte Ziel jedoch, die elastischen Konstanten z. B. irgend eines Konstruktionsteiles beliebiger Form und Grösse auf diese Weise *zerstörungsfrei* ermitteln zu können, ist indessen noch ein Zukunftstraum.

Neben den bisher definierten Grössen spielt in der Akustik noch das als Schallwellenwiderstand bezeichnete Produkt:

$$(8) \qquad W = \varrho V$$

eine wichtige Rolle. In Tabelle 1 sind Dichte ϱ, «normale» Schallgeschwindigkeit V und Schallwellenwiderstand W für drei Medien [3]) angegeben, ferner die Wellenlänge λ für drei bzw. vier Frequenzen des «gewöhnlichen» Schalles; Tabelle 2 enthält die Wellenlängen für sechs bzw. fünf Frequenzen des Ultraschalles. Bei der Berechnung von λ aus Formel (2) wurde für die Geschwindigkeit V einfachheitshalber deren «normaler» Wert zu Grunde gelegt, d. h. die Schalldispersion

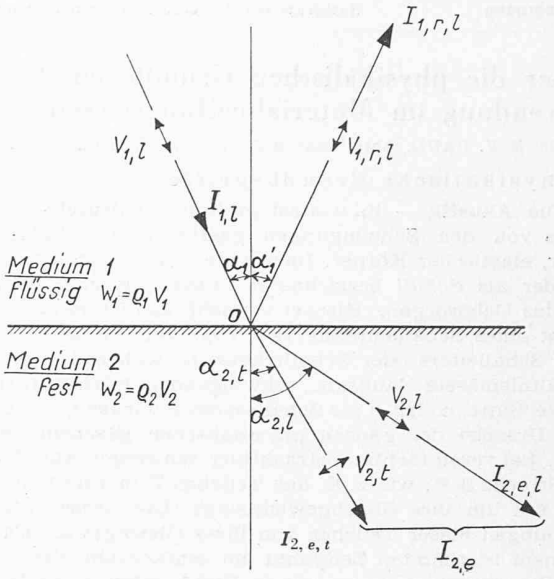

Bild 2. Reflexion und Brechung an Grenzflächen bei schiefem Schalleinfall. Die Winkel a_2 gelten für $V_{1,l} = 2000$ m/s (Glyzerin). $V_{2,l} = 4000$ m/s (Flintglas) und $\alpha_1 = 25°$.
Für die Stelle 0 gelten $I_{1,r,l} + I_{2,e} = I_{1,l}$

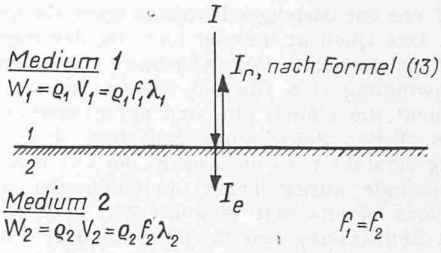

Bild 2a. Verhalten von Schall an der Grenze zweier Medien 1 und 2 bei senkrechtem Schalleinfall

[1]) Nach einer persönlichen Mitteilung R. Pohlmans, Erlangen, differieren die experimentell ermittelten Ultraschallgeschwindigkeitswerte von Schmiede-Eisen um 0,3 %, von Werkzeugstahl um 0,8 %, von Aluminium um 3 % von den auf Grund der Formel (6) theoretisch berechneten Werten, während für Messing, Zink u. a. Abweichungen von Formel (6) bis zu 20 % festgestellt wurden.

[2]) Schwingungen, die ausschliesslich in einer Ebene erfolgen, werden als linear-polarisiert bezeichnet. Es stellt sich die Frage, ob im vorliegenden Fall von einer polarisierten, mechanischen Schwingung gesprochen werden soll.

[3]) Stahl wurde gewählt, weil er der wichtigste aller bestehenden Werkstoffe ist; selbstverständlich kommen auch zahlreiche andere Werkstoffe, so z. B. Porzellan, für die Ultraschallprüfung in Frage. Die Grösse der Körper spielt hierbei innerhalb sehr weiter Grenzen keine wesentliche Rolle; so können z. B. Stahlblöcke bis zu mehreren Metern untersucht werden. Allerdings nimmt dann die Absorption zu, sodass man nicht allzu kleine Wellenlängen verwenden kann (vergleiche Abschnitt VI).

Tabelle 1. Schalltechnisch interessante Grössen von drei für die Materialprüfung wichtigen Medien

Medium	Dichte	Schallgeschwindigkeit	Schallwellenwiderstand	Wellenlänge für vier Frequenzen			
				$f = 16$ [1])	$f = 258{,}7$ [2])	$f = 435$ [3])	$f = 20\,000$ [4])
	ϱ in gr/cm³	V in m/s	W in gr/cm² s	λ in cm	λ in cm	λ in cm	λ in cm
Luft	0,0013	331,7	43	2 073,1	128,22	76,250	1,6585
Oel	∾ 0,88	1100 [5])	∾ 100 000	6 875,0	425,20	252,873	5,5000
Stahl	7,8	5000	3 900 000	31 250	1 932,74	1 149,42	25,000

[1]) Untere Grenze des menschlichen Hörbereiches; [2]) Ton c (do), zugleich untere Grenze der Sirene (Luftalarm); [3]) Ton a (la) (Kammerton), zugleich obere Grenze der Sirene (Luftalarm); [4]) obere Grenze des menschlichen Hörbereiches, zugleich untere Grenze des Ultraschallbereiches; [5]) $V = 1100$ bis 1400 m/s, je nach chemischer Zusammensetzung

Tabelle 2. Wellenlängen für sechs Frequenzen des Ultraschallbereiches

Medium	$f = 20\,000$ [1])	$f = 150\,000$ [2])	$f = 1\,000\,000$ [3])	$f = 2\,500\,000$ [3])	$f = 10\,000\,000$ [3])	$f = 100\,000\,000$ [4])
	λ in cm					
Luft	1,658	0,2211	0,0332	0,01327	0,00332	0,000332
Oel	5,500	0,7333	0,1100	0,04400	0,01100	0,001100
Stahl	25,000	3,333	0,5000	0,20000	0,05000	0,005000

[1]) Untere Grenze des Ultraschallbereiches; [2]) obere Grenze für Magnetostriktionssender; [3]) für Fehlerprüfung in Frage kommende Frequenzen; [4]) praktisch obere Ultraschallgrenze unter Berücksichtigung der Absorptionsverhältnisse

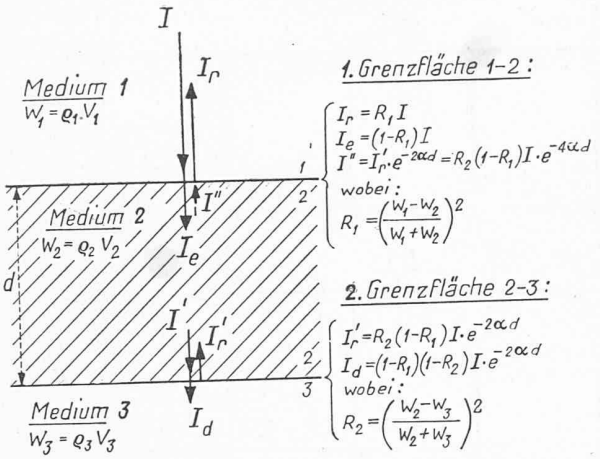

Bild 3a. Verhalten von Schall an den beiden Grenzflächen dreier Medien bei senkrechtem Schalleinfall; Sonderfall $I'' << I$

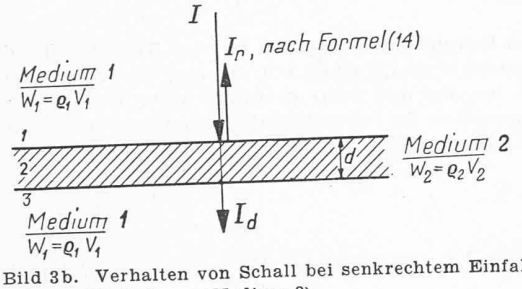

Bild 3b. Verhalten von Schall bei senkrechtem Einfall auf eine Einbettung (Medium 2)

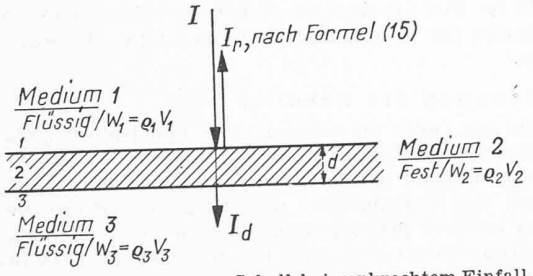

Bild 3c. Verhalten von Schall bei senkrechtem Einfall auf ein festes, zwischen zwei verschiedenartigen Flüssigkeiten eingebettetes Medium

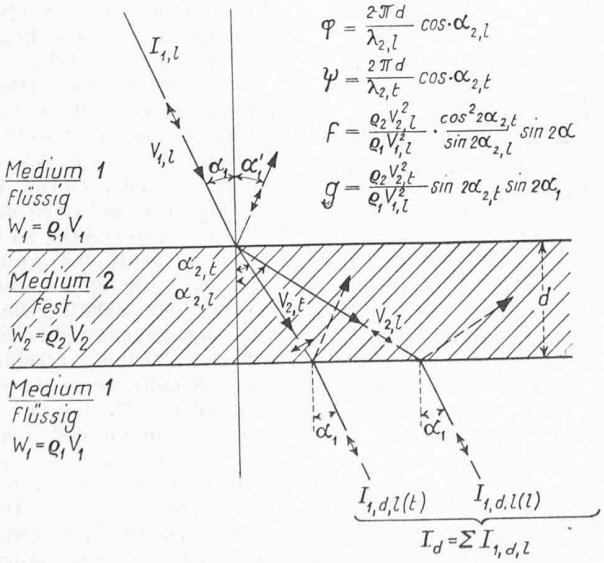

Bild 3d. Verhalten von Schall bei schiefem Einfall auf eine Einbettung (Medium 2)

blieb unberücksichtigt. Es entspricht dies bei Medien, die Schub zu übertragen in der Lage sind (also bei festen und zähflüssigen Medien), der Annahme $d/\lambda < 1/2$. Diese Annahme dürfte allerdings in der Praxis bei steigenden Frequenzen immer seltener erfüllt sein.

III. Reflexion und Brechung des Schalles

Aus den bisherigen Darlegungen ist ersichtlich, dass es sich beim Schall um eine Wellenbewegung handelt. Demgemäss müssen die für Wellenbewegungen gültigen Gesetze grundsätzlich auch für Schallwellen zutreffen. Wenn nachfolgend gelegentlich die Optik zum Vergleich herangezogen wird, so deshalb, weil ihre Grundgesetze allgemeiner bekannt sind; es darf aber hierbei nicht ausser acht gelassen werden, dass es sich bei der Lichtausbreitung um einen elektromagnetischen Vorgang handelt, während die Schallausbreitung eine rein mechanische Angelegenheit ist.

Wie in der Optik, so tritt auch in der Akustik *Reflexion* und — je nach Umständen — *Brechung* oder *Doppelbrechung* ein. Hinsichtlich der beiden beteiligten Medien, Bild 2[4]), ist grundsätzlich zu unterscheiden, ob es sich um gasförmige oder flüssige einerseits, oder um feste anderseits handelt; im zweiten Fall kann der einfallende Strahl eine Longitudinal- oder Transversalschwingung darstellen. Nachfolgend sei angenommen, dass es sich bei «1» um ein flüssiges Medium, bei «2» um einen festen Stoff handelt.

Wie in der Optik gilt dann gemäss Bild 2 für den reflektierten Strahl:

$$(9) \qquad \begin{cases} \alpha_1' = \alpha_1 \\ V_{1,r,l} = V_{1,l} \end{cases}$$

Ausser der Richtung des reflektierten Strahls ist die Grösse der reflektierten Intensität von grundlegender Bedeutung. Ganz allgemein versteht man unter dem Reflexionsvermögen (Reflexionskoeffizienten) R den Quotienten der an der Stelle 0 reflektierten Intensität zu der dort einfallenden Intensität, bei Einfall einer Longitudinalschwingung also den Quotienten:

$$(10) \qquad R = \frac{I_R}{I} = \frac{I_{1,r,l}}{I_{1,l}} \qquad \text{(vgl. Bild 2)}$$

In Analogie zum Begriff «Reflexionsvermögen» können die Quotienten:

$$(11) \qquad E = \frac{I_e}{I} = \frac{I_{2,e}}{I}$$

als «Einlassvermögen» und

$$(12) \qquad D = \frac{I_d}{I}$$

als «Durchlassvermögen» bezeichnet werden — was hier vorausgeschickt sei. Die Definition (12) gilt für den Fall, dass Schall eine Zwischenschicht durchsetzt, Bild 3a bis d.

Bei senkrechtem Schalleinfall gemäss Bild 2a ist R durch die Reflexionsformel:

$$(13) \qquad R = \frac{I_r}{I} = \left(\frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2}\right)^2 = \left(\frac{\varrho_1 V_1 - \varrho_2 V_2}{\varrho_1 V_1 + \varrho_2 V_2}\right)^2$$

gegeben, die der diesbezüglichen Formel in der Optik im Aufbau genau entspricht, indem lediglich an Stelle der Lichtgeschwindigkeit V, die Schallgeschwindigkeit V multipliziert mit der Dichte ϱ, also der Schallwellenwiderstand W tritt.

Von grosser praktischer Bedeutung ist das Verhalten des Schalles bei mehreren Grenzflächen. Hier sei der Fall dreier Medien betrachtet. Eine formelmässige Angabe für R ist dann für die nachfolgenden drei Sonderfälle mit senkrechtem Schalleinfall möglich:

a) Das mittlere Medium «2» hat eine derart grosse Absorption (vgl. Abschnitt VI), dass die von der Grenzfläche der Medien 2, 3 zurückflutende Welle bei ihrer Ankunft auf die Grenzfläche der Medien 1, 2 die Intensität $I'' << I$ aufweist. In diesem Falle gilt sinngemäss für beide Grenzflächen die Formel (13), zu der noch Formel (24) kommt. Diese Ueberlegung führt zu der in Bild 3a angegebenen Formelgruppe.

b) Die Medien «1» und «3» sind identisch, somit: $W_1 = W_3$; ferner ist die Absorption im Medium «2» ganz gering, d. h. praktisch $I'' \cong I_r'$, vgl. Bild 3a. Dies ist nur dann der Fall, wenn d verhältnismässig gering ist; man spricht deshalb von einer Einbettung, vgl. Bild 3b. Bei Einbettungen treten in der eingebetteten Schicht Interferenzerscheinungen auf und es beträgt nach Rayleigh:

$$(14) \qquad R = \frac{I_r}{I} = \frac{\left(\frac{W_1}{W_2} - \frac{W_2}{W_1}\right)^2}{\left(\frac{W_1}{W_2} + \frac{W_2}{W_1}\right)^2 + 4 \operatorname{cotg}^2 2\pi \frac{d}{\lambda_2}}$$

[4]) Bild 2 ist der Fall $C_p/C_v \cdot K_1/\varrho_1 < E_2/\varrho_2$ zu Grunde gelegt, vergl. Formeln (4) und (5).

wobei:

d = Dicke, λ_2 = Wellenlänge } der eingebetteten Schicht ist.

Wie aus Formel (14) und Bild 4 ersichtlich, ist der Reflexionskoeffizient R jetzt ausser von W_1 und W_2 auch noch von d/λ_2 abhängig. Von höchstem Interesse ist es, dass für gewisse Schichtdicken der Reflexionskoeffizient null werden kann. Da dies für die Rissprüfung unerwünscht ist, sind im Bild 4 die betreffenden Schichtdicken mit d_{kr} bezeichnet. Es ist $d = d_{kr}$ stets dann, wenn $d/\lambda_2 = n\,{}^1/_2$, wobei n eine ganze Zahl.

c) Ein fester Stoff ist, wie in Bild 3c angedeutet, zwischen zwei verschiedenartigen Flüssigkeiten eingebettet, wobei wiederum — wie im Fall b) — $I'' \cong I_r'$. Es beträgt für diesen Fall nach Rayleigh[5]):

$$(15) \qquad R = \frac{I_r}{I} = 1 - \frac{8}{4 + a + b \cos 4\pi \frac{d}{\lambda_2}}$$

worin:

$$a = \left(\frac{W_1}{W_2} + \frac{W_2}{W_1}\right)\left(\frac{W_2}{W_3} + \frac{W_3}{W_2}\right)$$

und

$$b = \left(\frac{W_1}{W_2} - \frac{W_2}{W_1}\right)\left(\frac{W_2}{W_3} - \frac{W_3}{W_2}\right)$$

Noch komplizierter liegen die Verhältnisse bei der *Schallbrechung* (Bild 2). Die schief einfallende Longitudinalwelle geht als solche im Medium «2» mit einer Richtungsänderung weiter. Besteht dieses, wie angenommen, aus einem festen Stoff, so wird ausserdem eine Transversalwelle angeregt. Die Geschwindigkeiten $V_{2,l}$, $V_{2,t}$ beider verhalten sich auf Grund der Formeln (5 und 7) zu einander wie $\sqrt{2(1+\nu)} : 1$, d. h. für Stahl wie 1,61 : 1. Für die Richtung beider Strahlen gilt unverändert das aus der Optik bekannte Sinus-Gesetz von Snellius, mit dem Unterschied, dass die Schallgeschwindigkeiten an Stelle der Lichtgeschwindigkeiten treten; somit:

$$(16) \qquad \begin{cases} \dfrac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_{2,l}} = \dfrac{V_{1,l}}{V_{2,l}} \\[2ex] \dfrac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_{2,t}} = \dfrac{V_{1,l}}{V_{2,t}} \end{cases}$$

[5]) Vertauschungsbetrachtungen deuten darauf hin, dass Formel (15) eventuell auch dann gilt, wenn sich eine flüssige, praktisch nicht absorbierende Schicht zwischen zwei verschiedenartigen festen Körpern befindet.

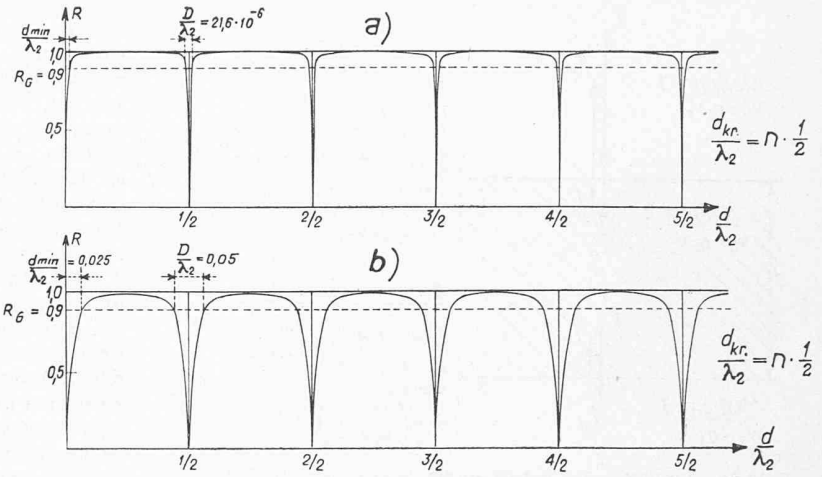

Bild 4. Reflexionskoeffizient R in Abhängigkeit von d/λ_2 gemäss Formel (14) für den Fall a) Stahl, mit Luft als eingebettetem Medium; b) Stahl, mit Oel als eingebettetem Medium

Das Durchlassvermögen D ist von Reissner für den Fall des schiefen Schalleinfalls auf ein eingebettetes Medium berechnet worden und zwar ebenfalls unter der Annahme, dass die Absorption im eingebetteten Medium praktisch gleich null ist. Es beträgt:

$$(17) \qquad D = \frac{I_d}{I} = \frac{4c^2}{\left\{2fg(1 - \cos\varphi\cos\psi) + (f^2 + g^2 - 1)\sin\varphi\sin\psi\right\}^2 + 4c^2}$$

wobei $c = f \sin\psi + g \sin\varphi$ und φ, ψ, f und g Abkürzungen für die im Bild 3d angegebenen Ausdrücke darstellen. Setzt man hierin für α_1 den Wert null, so kommt die Formel (14) heraus.

IV. Beugung des Schalles

Aus der Optik ist bekannt, dass eine Richtungsänderung der Strahlen (Beugung) dann auftritt, wenn Licht beispielsweise Oeffnungen passiert. Der Sinus des Beugungswinkels α ist dann der Wellenlänge λ direkt und der Breite der Oeffnungen indirekt proportional. Da nun die Wellenlängen des sichtbaren Lichtes gegenüber den Gegenständen des täglichen Lebens sehr klein sind, so sind die hier auftretenden Richtungsänderungen α in der Regel ebenfalls klein, sehr oft so klein, dass sie kaum gemessen werden können. Infolgedessen tritt also meist hinter einem «Hindernis», das sich einem Lichtbündel in den Weg stellt, ein praktisch nach den Gesetzen der geometr. Optik konstruierbarer Schatten ein.

Wie in der Optik, so tritt nun auch in der Akustik *Beugung* ein, dann nämlich, wenn der Schall, wie in Bild 5 angedeutet, die Grenze zweier Medien verschiedenen Schallwellenwiderstandes W streift. Sie ist dann gross, wenn die Wellenlänge λ_L grösser als die Gegenstandsgrösse r_S oder ihr vergleichbar ist. Bei «Hör»-Schall ist dies der Normalfall, somit ist im täglichen Leben starke Schallbeugung nicht eine Ausnahme, sondern vielmehr die Regel. Hinter einem Hindernis, Bild 5a, ist gemäss dem Beugungsgesetz:

$$(18) \qquad \sin\alpha \cong 0{,}65 \frac{\lambda_L}{r_S}$$

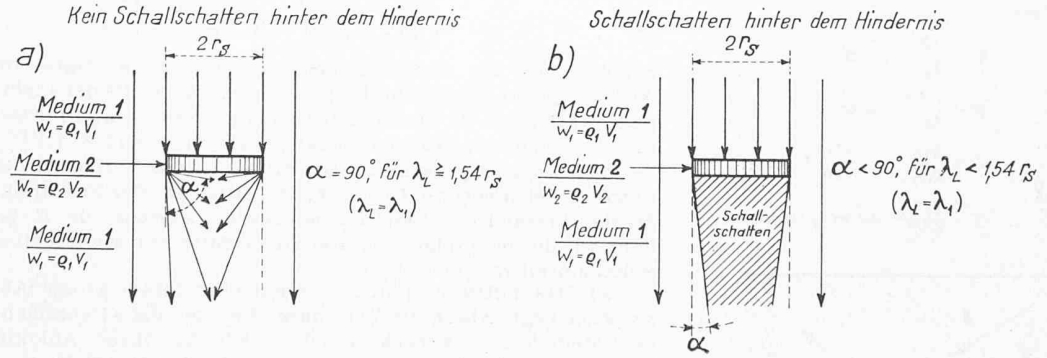

Bild 5. Auftreffen von Schall auf ein Hindernis, bestehend aus einem Medium 2 von kreisförmiger Gestalt, das in das Medium 1 eingebettet ist

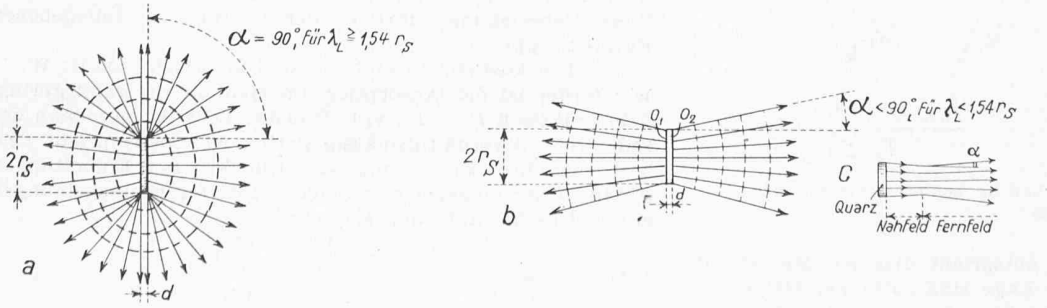

Bild 6. Richtung der von einem kreisförmigen Sender ausgehenden Strahlen.
a) Strahlen ungerichtet (ungebündelt, Kugelwellen) b) Strahlen gerichtet (gebündelt) c) Genaue Darstellung mit Nah- und Fernfeld

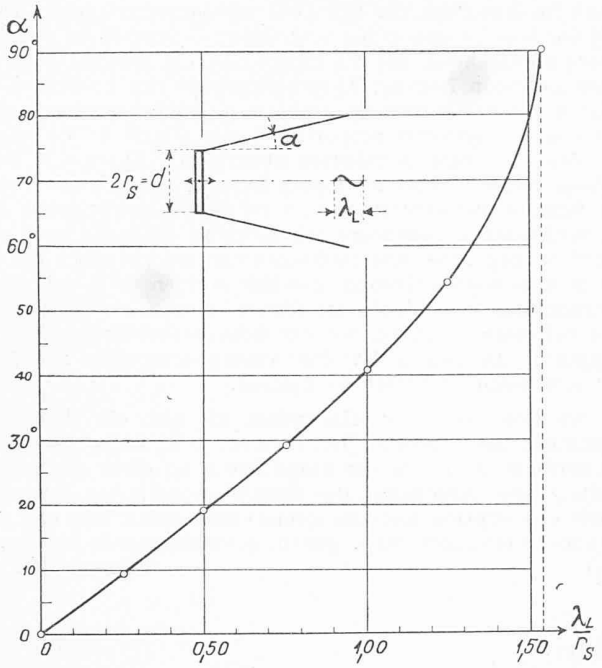

Bild 7. Abstrahlungswinkel α in Abhängigkeit des Verhältnisses λ_L/r_S, wobei λ_L = Wellenlänge des Schalleiters, r_S = Radius des kreisförmigen Schallsenders

überhaupt kein Schallschatten, so lange $\lambda_L \geqq 1{,}54\, r_S$ [6]). Für die üblichen Verfahren der Grobstrukturprüfung, vgl. Abschnitt VIII/a, ist nun aber möglichst scharf abgegrenzter Schallschatten notwendig. Ein solcher wird bei Verwendung von Ultraschall erzielt. Die Richtungsänderung α wird hierbei immer geringer, das Schallschattengebiet umso grösser, je kleinere Schallwellenlängen λ_L zur Verwendung gelangen.

Die oben geschilderten Gesetzmässigkeiten gelten nun nicht nur für in Schalleitern eingebettete Medien, Bild 5, sondern (mit gewissen Modifikationen) [7]) auch für Schallsender, Bild 6. Oszilliert dieser mit einer niederen Frequenz f_S, so dass also die Wellenlänge λ_L gross ist, so findet am Rand der Senderscheibe Beugung statt und der Sender strahlt — wie in Bild 6a angedeutet — in allen Richtungen ab. Die Sachlage ändert sich, wenn man die Sendefrequenz derart steigert, dass $\lambda_L \leqq 1{,}54\, r_S$ wird. Der Beugungswinkel α wird gemäss der Formel (18) mit zunehmender Frequenz f_S, d. h. abnehmender Wellenlänge λ_L immer geringer. Auf diese Weise gelingt es, die Schallstrahlen zu richten (bündeln), Bild 6b, was von ausschlaggebender Bedeutung für die Strukturprüfung ist. In Bild 7 ist der Abstrahlungswinkel α in Abhängigkeit des massgebenden Verhältnisses λ_L/r_S aufgetragen.

V. Intensität, Energiedichte und Schalldruck

Jede fortschreitende Wellenbewegung bedingt einen Energietransport (Energiefluss), der durch den Begriff *Intensität I* erfasst wird. Hierunter versteht man diejenige Schalleistung, welche die Einheitsfläche senkrecht durchsetzt; sie beträgt:

$$I = 2\pi^2 \varrho V f^2 A^2 \tag{19}$$

Dividiert man die Intensität durch die Schallgeschwindigkeit V, so ergibt sich ein Wert:

$$\varepsilon = \frac{I}{V} = 2\pi^2 \varrho f^2 A^2 \tag{20}$$

dessen Dimension Energie pro Volumeneinheit ist. Er wird demzufolge als *Energiedichte* bezeichnet. Da I und ε quadratisch mit der Frequenz f wachsen, so ist es also in der Ultraschalltechnik bei sonst gleichen Verhältnissen (ϱ, V, A) möglich, sehr hohe Intensitäten und Energiedichten zu erhalten.

[6]) Die Ableitung des Beugungsgesetzes ist dann einfach und führt zu Formel (18), wenn das Medium «2», wie in Bild 5 angenommen, kreisrunde Gestalt hat. Schallbeugung tritt jedoch *immer* auf, auch dann, wenn die Gestalt des Mediums «2» beliebig ist oder sich in einer Richtung ins Unendliche erstreckt. Die Gesetzmässigkeiten sind dann jedoch wesentlich komplizierter.

[7]) Die Abstrahlungsverhältnisse (Intensitätsverteilung) sind in Wirklichkeit ganz wesentlich komplizierter, als hier einfachheitshalber dargestellt. Effektiv ist zwischem dem Nahfeld und dem Fernfeld gemäss Bild 6c zu unterscheiden; für das Fernfeld gilt der aus Formel (18) berechnete Winkelwert.

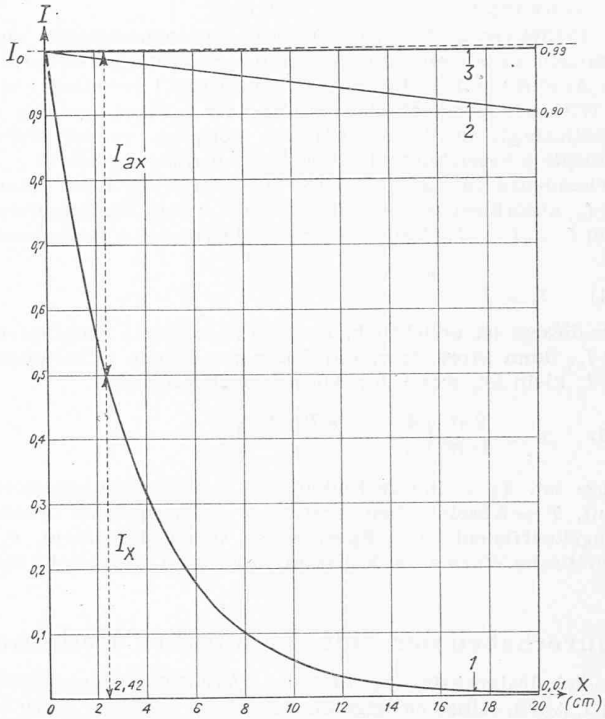

Bild 8. Schallabsorption in Luft 1, Oel 2 und Stahl 3 bei der Frequenz 10^6 Hz. Da α sehr stark von der strukturellen Beschaffenheit abhängt und deshalb selbst für Stoffe der selben Gattung stark schwankt, sind die angegebenen Zahlen nur als Anhaltspunkte zu bewerten.

Medium	Absorptionskoeffizient α, cm^{-1}	Halbwertsweite h, cm
Luft	0,143	2,42
Oel	0,0052	133,2

In unmittelbarem Zusammenhang mit den Begriffen Intensität und Energiedichte steht der Begriff des *Schalldruckes*. Schallwellen üben auf Empfänger E, vgl. hierzu etwa Bild 1, einen doppelten Druck aus, nämlich einen statischen Druck p_{st}, der Schallstrahlungsdruck genannt wird und einen dynamischen, wechselnden Druck p_{dyn}, den man als Schallwechseldruck bezeichnen kann. Je nach der Grösse des Reflexionskoeffizienten R zwischen Schalleitermedium und Empfänger ist für $R = 0$:

$$p_{st} = \varepsilon = \frac{I}{V} \tag{21}$$

und für $R = 1$:

$$p_{st} = 2\varepsilon = \frac{2I}{V} \tag{22}$$

Der Schallwechseldruck p_{dyn} ist mit der Intensität I durch die Formel:

$$I = \frac{p^2_{dyn}}{2\varrho V} \tag{23}$$

verknüpft, so dass:

$$p_{dyn} = \sqrt{2 I \varrho V} = 2\pi \varrho V f A \tag{23a}$$

Bei einer in Oel fortschreitenden Welle, beispielsweise von der verhältnismässig hohen [8]) Intensität 10 Watt/cm², beträgt der Schallstrahlungsdruck nach (22) rd. 2 gr/cm² und der Schallwechseldruck rd. $\pm$ 5 kg/cm². Würde man statt Oel Wasser benützen, so würde sich bei diesem Druck bereits Kavitation einstellen.

Die grossen, mit Ultraschall erzielbaren Intensitäten I, bzw. Energiedichten ε, bzw. Drücke p_{dyn} machen ihn zu einem bedeutsamen Werkzeug der Chemie, Metallurgie, Biologie, Medizin usw. [9]).

[8]) Um einen Ueberblick über die in der Technik üblichen Ultraschallintensitäten I (abgestrahlte akustische Leistung) zu erhalten, seien nachfolgende, ungefähre Werte erwähnt: Materialprüfungswesen 0,1 bis 1 Watt/cm², therapeutische Zwecke 3,5 Watt/cm², Chemie, Metallurgie usw. mindestens 20 bis 30 Watt/cm².

[9]) Vgl. hierzu die Berichterstattung des Verfassers über den Vortrag R. Pohlmans: «Ultraschallverfahren und -Anwendungen im Materialprüfungswesen und in der Medizin», die demnächst in der Schweiz. Bauzeitung erscheinen wird.

VI. Absorption und Dämpfung

Bisher (so z. B. in Bild 1) wurde einfachheitshalber angenommen, dass beim Durcheilen des Schalles im Schalleiter die Amplitude A und damit die Intensität I konstant bleibt; in Wirklichkeit setzt sich infolge der inneren Reibung die Schallenergie in Wärme um, ein Vorgang, der als *Schallabsorption* bezeichnet wird. Von der im Ausgangspunkt $x = 0$ vorhandenen Intensität I_0 wird auf dem Wege x die Intensität I_{ax} absorbiert, so dass an die Stelle x noch die Schallintensität $I_x = I_0 - I_{ax}$ übrigbleibt; für sie gilt das Abklinggesetz:

$$(24) \qquad I_x = I_0 e^{-2\alpha x}$$

Aus diesem ist ersichtlich, dass die absorbierte Schallintensität I_{ax} dann gross, bzw. die übrig gebliebene Schallintensität I_x klein ist, wenn der Absorptionskoeffizient:

$$(25) \qquad \alpha = \frac{2\pi^2}{\lambda^2 W}\left(\frac{4}{3}\eta + \frac{k\,T\,a^2\,V^2}{S\,c^2{}_p}\right)$$

gross ist. (η = Innere Reibung, k = Wärmeleitungskoeffizient, T = Absolute Temperatur, a = Thermischer Ausdehnungskoeffizient, S = Spezifisches Wärmeäquivalent, c_p = Spezifische Wärme bei konstantem Druck.) Der zweite Summand im Ausdruck für den Absorptionskoeffizienten α rührt von der Wärmeleitung her und liefert — verglichen mit dem ersten Summanden, der die innere Reibung wiedergibt — nur einen geringen Beitrag. Ausschlaggebend für die Grösse von α ist somit der Ausdruck $\eta/\lambda^2 W$, d. h. α wächst proportional mit η und umgekehrt proportional mit λ^2 und W. Es ist also so, dass die vom Schalleiter absorbierte Energie E umso grösser ist, je grösser die innere Reibung η und umso kleiner der Schallwellenwiderstand und die Wellenlänge; dabei fällt die Wellenlänge besonders ins Gewicht. Während nun aber η und W gegebene Materialkonstanten sind, kann λ an und für sich in weiten Grenzen gewählt werden. Wie aus obiger Betrachtung ersichtlich, ist jedoch wegen der Absorption eine beliebige Verringerung der Schallwellenlänge nicht angängig [3]). In Bild 8 ist das Absorptionsgesetz für Luft, Oel und Stahl graphisch dargestellt.

Im Gegensatz zur Absorption, die also ein räumliches Abklingen der Intensität ist, versteht man unter *Dämpfung* die zeitliche Abnahme der Amplitude A an einer bestimmten Stelle x beim Abschalten des Energienachschubes. Beide Begriffe (Absorption und Dämpfung) sind damit sehr eng miteinander verknüpft, bzw. gehen gewissermassen ineinander über. (Schluss folgt)

Bauvorhaben der Eidg. Technischen Hochschule in Zürich

DK 727.3(494)

Schulratspräsident Prof. Dr. *Arthur Rohn* hat vorgestern, am 1. April, seinen siebzigsten Geburtstag gefeiert. Dazu entbieten wir ihm unsere herzlichsten Glückwünsche. Da er zugleich der Erfüllung seines letzten Amtsjahres entgegenblickt, möchten wir in diesem Heft einmal nicht von den Leistungen des Jubilars in der Vergangenheit reden — soviel Anlass dazu auch bestehen würde — sondern einen Blick auf das werfen, was wir sozusagen als sein Vermächtnis zu Gunsten des zukünftigen Ausbaues der E. T. H. bezeichnen dürfen.

Prof. Baeschlin hat in unserem Festheft zum 60. Geburtstag von Präsident Rohn hervorgehoben, wie gross seine Verdienste um den inneren, geistig-organisatorischen Ausbau der Schule gewesen sind. Seither ist die ganze Kriegszeit mit ihren ausserordentlichen Anforderungen gefolgt, aber Rohns Aktivität ist dadurch nicht aufgezehrt worden. Vielmehr hat er gerade in den letzten Jahren neben allen laufenden Geschäften, von deren Vielfältigkeit und Schwierigkeit sich Aussenstehende ja keinen Begriff machen, *ein* Ziel mit aller Beharrlichkeit verfolgt: die räumliche Erweiterung. Den Niederschlag seiner darauf hin gerichteten Arbeit stellt die gewichtige Botschaft des Bundesrates vom 17. Dezember 1945 dar, über die wir in Bd. 127, S. 110 berichtet haben. Diese Botschaft gibt ein eindruckvolles Gesamtbild sowohl über die Entwicklung der E. T. H. als auch über die in der nächsten Zukunft zu lösenden Aufgaben der Schulleitung. Der Erfolg, dass beide eidgenössischen Kammern dem für den Ausbau geforderten Kredit von 27 Mio Fr. zugestimmt haben, belegt aufs beste, wie wohl fundiert die grosse Forderung der E. T. H. an die Bundeskasse dagestanden hat. Wohl regte sich einige Opposition, doch war es wiederum Präsident Rohn, der in seiner Schrift «Ecole Polytechnique Fédérale, ses buts et son enseignement» [1]) diese Einwände schlagend widerlegte [2]).

*

Nun bedeutet es für den Jubilaren eine verheissungsvolle Erfüllung, dass gerade dieses Jahr die ersten Bauten des grossen Programms in Angriff genommen werden. Während manche Teile noch nicht über das Studium von Programmskizzen hinaus gediehen sind, haben die Pläne für die Bauten im Gebiet Physikgebäude-Wasserbaulaboratorium die Baureife erreicht. Wir können sie deshalb, im Einverständnis mit der Eidg. Bauinspektion Zürich (Arch. *H. Hächler*) und den beteiligten Professoren und Architekten, heute unsern Lesern zeigen, unter denen ja die Ehemaligen, die sich für alle Veränderungen ihrer lieben E. T. H. stets sehr interessieren, einen so grossen Prozentsatz ausmachen. Als Brennpunkt dieses Interesses darf immer noch das Hauptgebäude gelten, weshalb wir auch die dort vorgesehenen Einbauten im Entwurf zeigen, obwohl dieser noch nicht endgültig ist. Sowohl der Text (den wir grösstenteils der genannten Botschaft entnommen haben) wie auch die Bilder sollen ja in keiner Weise abschliessend berichten, sondern lediglich andeuten, in welcher Art die bauliche Entwicklung der nächsten Jahre zu erwarten ist.

Einbauten im Hauptgebäude

Die Projektskizze von Prof. Dr. *H. Hofmann* (Bilder S. 196 u. 197) ordnet im Südhof einen ganz grossen Hörsaal an, der 1000 gute Sitzplätze bietet. (Im heutigen Auditorium maximum sind es rd. 700, von denen über 200 als schlechte Plätze bezeichnet werden können; ausserdem sind dort die Wandtafeln und die Projektionseinrichtung nachträglich eingebaut worden und daher mit vielen Unzulänglichkeiten behaftet; ebenso die sehr schmalen Schreibbretter auf den Stuhllehnen). Das Hofauditorium ist ganz stützenfrei, jeder Platz hat gute Sicht, der geringe Rauminhalt von 4,3 m³ pro Sitzplatz und die Form des Saales (geneigte Seitenwände, Bild 20, und seitliche «Taschen») ergibt günstige akustische Verhältnisse. Die Zugänge lassen sich übersichtlich und direkt über bestehende Treppen von der Mittelhalle aus anordnen; als Anschluss an den bestehenden Südkorridor des A-Bodens sind (in unsern Bildern noch nicht eingetragene) Notausgänge vorgesehen.

Als Ersatz des bestehenden, ungenügenden Erfrischungsraumes von 60 Plätzen im B-Geschoss ist im Nordhof eine Kantine projektiert, die 114 Sitzplätze enthält. Sie liegt auf der Höhe des vorhandenen Hofbodens, der auf seinem frei bleibenden Teil eine Bepflanzung erhält. Wie der Hörsaal ist sie zugänglich von der Mittelhalle aus, ferner vom Nordflügel her über die bestehende Treppe, endlich von der Hofterrasse aus. Küche und Nebenräume liegen günstig zur Durchfahrt.

Die Dachflächen beider Hofeinbauten sind als Ziergärten projektiert, die zusammen mit der neuen Kantine bei geselligen Anlässen willkommen sind und die heutige düstere Atmosphäre der beiden Höfe auflockern. Dazu würde auch die den Einbauten zu verdankende Verbesserung der Hofproportionen und ein hellerer Anstrich der Fassaden beitragen.

Erweiterung des Maschinenlaboratoriums

Auch im Maschinenlaboratorium herrscht ein akuter Raummangel. Dem Bedürfnis nach neuen Arbeitsräumen kann in befriedigender Art und Weise und auf weite Sicht nur mit einem umfangreichen Erweiterungsbau gegen die Tannenstrasse (T in Bild 1) entsprochen werden. Für heute hat man sich damit begnügen müssen, das Lehrgebäude des Maschinenlaboratoriums im Rahmen des baupolizeilich statthaften Umfanges um ein Stockwerk zu erhöhen. Die Direktion der Eidg. Bauten hat Arch. *Alfred Roth* mit der Projektierung beauftragt. Der Kubikinhalt dieser schon vollendeten Aufstockung beträgt 6216 m³.

[1]) Erschienen als Nr. 57 der Reihe «Kultur- und Staatswissenschaftliche Schriften der E. T. H.», Zürich 1946, Polygraph. Verlag. Preis Fr. 1.50.

[2]) Kurz darauf trefflich sekundiert von Prof. Dr. *Paul Niggli*: Vom Nutzen der wissenschaftlichen Forschung; Nr. 58 der selben Reihe, Zürich 1947. Preis Fr. 1.50.