Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab.
Mathematisk-fysiske Meddelelser. **XVIII,** 11.

ÜBER DIE ABSORPTION DES SCHALLES IN TRÜBEN MEDIEN

VON

R. E. H. RASMUSSEN

KØBENHAVN
EJNAR MUNKSGAARD
1941

Printed in Denmark.
Bianco Lunos Bogtrykkeri A/S.

1. Es ist wohlbekannt, dass Nebelhörner, Sirenen oder ähnliche Signalinstrumente nicht immer in der gleichen Entfernung mit der gleichen Stärke vernommen werden.[1] Diese Tatsache ist auf verschiedene Ursachen zurückzuführen: die ablenkende Wirkung des Windes auf die Schallwellen bewirkt, dass der Schall bei Gegenwind nach oben geht und deshalb auf kürzere Entfernung zu hören ist als bei günstigem Wind. Dieses Verhältnis wird sich aber vermutlich ändern, wenn in grösseren Höhen ein Wind in anderer Richtung als auf der Erdoberfläche weht. Schliesslich wird die Temperaturverteilung in den oberen Luftschichten und die damit verbundene Brechung der Schallwellen auf die Schallweite einwirken.

Abgesehen von diesen Erscheinungen wird die in nebliger und regnerischer Luft stattfindende Absorption die Vernehmlichkeit beeinflussen.[2] Es ist daher von Interesse, die Ausdrücke für die Absorption der Schallenergie aufzuschreiben, die gemeinhin in einem Gas oder einer Flüssigkeit stattfindet, worin die Partikel eines anderen Stoffes aufgeschlämmt sind.

Zur Vereinfachung der Rechnung gilt im Folgenden die Voraussetzung, dass die Teilchen als kugelförmig und als feste Körper zu betrachten sind.

2. Betrachtet man eine sinusförmige, ebene Welle mit der Amplitude a und der Frequenz ν, ist der augenblick-

[1] J. TYNDALL: Pogg. Ann. Jubelbd. 1874, S. 668.

[2] O. REYNOLDS: Proc. Lit. a. Philos. Soc. Manch. 1873—74, S. 43.

liche Ausschlag der Luftteilchen $X = a \cdot \sin 2\pi\nu t$. Setzt man ferner die Dichte der Luft $= \rho$, die Dichte der Partikel $= \rho_1$, den Radius der Partikel $= r$ und den Reibungskoeffizienten der Luft $= \eta$, so erhält man für ein Teilchen die Bewegungsgleichung

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \cdot (\rho \cdot \ddot{X} - \rho_1 \cdot \ddot{X}_1) = G \cdot (\dot{X}_1 - \dot{X}),$$

wobei X_1 der Ausschlag der Partikel ist.

Setzt man hier für G den Stokesschen Ausdruck $6\pi r \eta$ sowie $\dot{X} = 2\pi\nu a \cdot \cos 2\pi\nu t$, $\ddot{X} = -(2\pi\nu)^2 \cdot a \cdot \sin 2\pi\nu t$, und löst man die Gleichung, findet man

$$X_1 = a_1 \cdot \sin(2\pi\nu t - d),$$

wobei

$$a_1 = a \cdot \frac{\sqrt{(A^2\rho\rho_1 + B^2)^2 + A^2B^2(\rho_1 - \rho)^2}}{A^2\rho_1^2 + B^2}$$

$$\operatorname{tg} d = \frac{A \cdot B \cdot (\rho_1 - \rho)}{A^2\rho\rho_1 + B^2};$$

hier ist

$$A = \frac{16}{3} \cdot \pi^3 \cdot r^3 \cdot \nu^2, \quad B = 12 \cdot \pi^2 \cdot r \cdot \nu \cdot \eta.$$

In dt Sekunden wird durch Reibung eine Energie

$$dE = G \cdot (\dot{X}_1 - \dot{X})^2 \cdot dt$$

umgebildet.

Der Energieverlust per Sekunde (Durchschnitt während einer Periode) ist

$$w_1 = \nu \cdot \int_0^{\frac{1}{\nu}} G \cdot (\dot{X}_1 - \dot{X})^2 \, dt = G \cdot V^2,$$

wobei V den effektiven Wert der relativen Geschwindigkeit darstellt.

Ferner ist

$$V^2 = \nu \cdot \int_0^{\frac{1}{\nu}} (2\pi\nu)^2 \cdot (a_1 \cos(2\pi\nu t - d) - a \cos 2\pi\nu t)^2 \cdot dt =$$

$$(2\pi\nu)^2 \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot (a^2 + a_1^2) - a a_1 \cdot \cos d\right).$$

Der von jedem Teilchen absorbierte Effekt ist also

$$w_1 = G \cdot V^2 = 6\pi r \eta \cdot (2\pi\nu)^2 \cdot \left(\frac{1}{2}(a^2 + a_1^2) - a a_1 \cos d\right).$$

Enthält 1 cm^3 N Teilchen, wird der absorbierte Effekt per cm^3 $N \cdot w_1 \dfrac{\text{Erg}}{\text{Sek} \cdot \text{cm}^3}$.

In einer fortschreitenden Welle ist die Energiedichte

$$E_1 = \frac{1}{2}\rho \cdot (2\pi\nu a)^2 \ \text{Erg/cm}^3,$$

und der Energiestrom

$$J = c \cdot E_1 \frac{\text{Erg}}{\text{Sek} \cdot \text{cm}^2},$$

wenn c die Schallgeschwindigkeit ist.

Von einem Energiestrom $J = \dfrac{1}{2}\rho \cdot c \cdot (2\pi\nu a)^2$ wird in einer Schichtdicke dX eine Menge $dJ = N w_1 \cdot dX \dfrac{\text{Erg}}{\text{Sek} \cdot \text{cm}^2} =$ $= J\kappa \cdot dX$ absorbiert. Der Absorptionskoeffizient

$$\kappa = \frac{dJ}{J \cdot dX} = \frac{N w_1}{c \cdot E_1} = 6\pi \cdot N \cdot r \cdot \frac{\eta}{\rho c}\left(1 + \left(\frac{a_1}{a}\right)^2 - 2\frac{a_1}{a} \cdot \cos d\right).$$

Setzt man die Zahlenwerte der Konstanten in die Formeln ein, erhält man die allgemeinen Ausdrücke

$$\frac{a_1}{a} = \frac{\sqrt{(2{,}73 \cdot (r^2\nu)^2 \rho\rho_1 + 1{,}40 \cdot \eta^2)^2 + 3{,}83 \cdot (r^2\nu)^2 \eta^2 (\rho_1 - \rho)^2}}{2{,}73\,(r^2\nu)^2 \cdot \rho_1^2 + 1{,}40 \cdot \eta^2}$$

$$\operatorname{tg} d = \frac{1{,}96 \cdot r^2\nu \cdot \eta \cdot (\rho_1 - \rho)}{2{,}73\,(r^2\nu)^2 \cdot \rho\rho_1 + 1{,}40 \cdot \eta^2}$$

$$\varkappa = 6\pi \cdot r \cdot N \cdot \frac{\eta \cdot y}{\rho \cdot c}, \qquad y = 1 + \left(\frac{a_1}{a}\right)^2 - 2 \cdot \frac{a_1}{a} \cdot \cos d.$$

Man ersieht hieraus, dass für gegebene Stoffe die Grössen $\frac{a_1}{a}$ = das Amplitudenverhältnis, d = der Phasenunterschied und die die Frequenzabhängigheit der Absorption bestimmende Grösse y allein vom Produkt $r^2\nu$ abhängen.

Für sehr kleine Teilchen wird das Amplitudenverhältnis = 1, der Phasenunterschied = 0, ungeachtet der Dichten; es findet keine Absorption statt, $y = 0$.

3. Figur 1 zeigt den Verlauf von $\frac{a_1}{a}$, d und y als Funktion von $\log_{10}(r^2\nu)$ für Wassertropfen in Luft. Es ist mit den Zahlenwerten $\rho = 0{,}0013$, $\rho_1 = 1{,}00$, $\eta = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$, $c = 34000$ gerechnet, alle in *C-G-S* Einheiten. Für den Absorptionskoeffizienten findet man

$$\varkappa = 7{,}25 \cdot 10^{-5} \cdot N \cdot r \cdot y\,\mathrm{cm}^{-1} = 7{,}25 \cdot N \cdot r \cdot y\,\mathrm{km}^{-1}.$$

Für kleine Werte von $r^2\nu\,(< 10^{-5})$ ist $\frac{a_1}{a} = 1$; hier sind die Reibungskräfte alleinherrschend, die Trägheit ist ohne Bedeutung; umgekehrt verhält es sich für grosse Werte von $r^2\nu\,(> 10^{-1})$: dabei wird das Amplitudenverhältnis allein durch die Trägheitskräfte bestimmt. $a_1 \cdot \rho_1 = a \cdot \rho$ oder $\frac{a_1}{a} = 0{,}0013$.

Im Hinblick auf eine etwaige Anwendung geben wir folgende Werte von y als Funktion von $r^2\nu$:

$\log_{10} r^2\nu = -\infty$	$-6{,}0$	$-5{,}8$	$-5{,}6$	$-5{,}4$	$-5{,}2$	
$y = 0$	$6.75 \cdot 10^{-5}$	$1{,}69 \cdot 10^{-4}$	$4{,}29 \cdot 10^{-4}$	$1{,}07 \cdot 10^{-3}$	$2{,}68 \cdot 10^{-3}$	
$\log_{10} r^2\nu =$	$-5{,}0$	$-4{,}8$	$-4{,}6$	$-4{,}4$	$-4{,}2$	
$y =$	$6{,}75 \cdot 10^{-3}$	$1{,}68 \cdot 10^{-2}$	$4{,}10 \cdot 10^{-2}$	$9{,}64 \cdot 10^{-2}$	$2{,}03 \cdot 10^{-1}$	
$\log_{10} r^2\nu =$	$-4{,}0$	$-3{,}8$	$-3{,}6$	$-3{,}4$	$-3{,}2$	
$y =$	0,404	0,628	0,810	0,913	0,962	
$\log_{10} r^2\nu =$	$-3{,}0$	$-2{,}8$	$-2{,}6$	$-2{,}4$	$-2{,}2$	$+\infty$
$y =$	0,983	0,992	0,995	0,996	0,997	0,9974

Wenn man annimmt, dass ein Nebel per Kubikmeter eine gewisse Wassermenge p g als Tropfen gleicher Grösse enthält, Radius $= r$ cm, lässt sich die Tropfenanzahl N per cm^3 aus $N \cdot \frac{4}{3}\pi \cdot r^3 = p \cdot 10^{-6}$ oder $N = \frac{10^{-6}}{4{,}18} \cdot \frac{p}{r^3}$ finden. Setzt man diesen Wert von N in den Ausdruck für κ ein, erhält man

$$\kappa = 1{,}735 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{p}{r^2} \cdot y \text{ km}^{-1}.$$

Auf 1 km wird also die Intensität einer ebenen Welle $e^{\kappa} = 10^{04343\,\kappa}$ mal kleiner; d. h. $4{,}345\ \kappa$ dezibel.

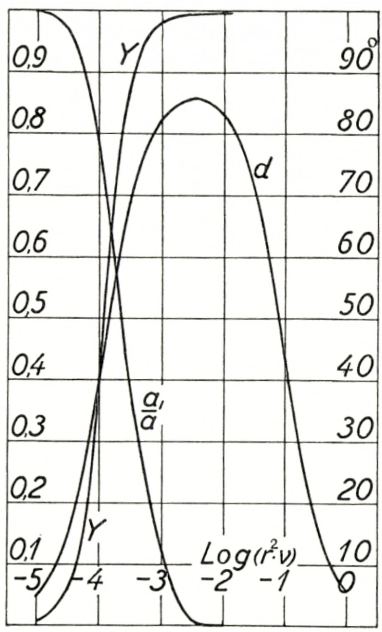

Fig. 1.

Die Absorption in diesem Nebel ist also

$$\kappa_{db} = 4{,}343 \cdot 1{,}735 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{p}{r^2} \cdot y = 7{,}51 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{p}{r^2} \cdot y \text{ db/km}.$$

Die so berechnete Absorption ist für die Tonhöhen $\nu = 250$, 500, 1000, 2000 und 4000 Sek^{-1} in Figur 2 dargestellt, aus der man z. B. sieht, dass 1 g Wasser per cm^3 für die Tonhöhe 1000 Sek^{-1} eine Absorption von ca. 7,4 db/km für Tropfen von $r = 10^{-3}$ cm ergibt, dagegen ca. 30 db/km für $r = 10^{-3,5}$ cm.

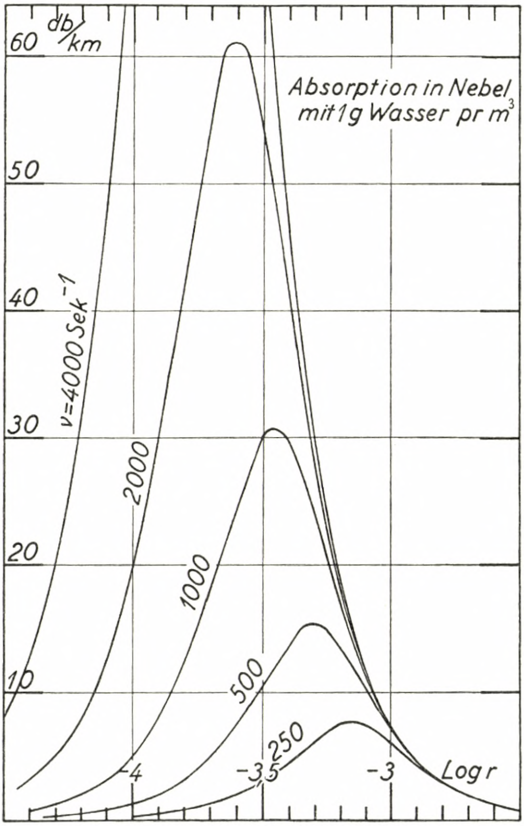

Fig. 2.

Die maximale Absorption wächst proportional der Tonhöhe; der Tropfenradius, bei dem maximale Absorption auftritt, ist umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Tonhöhe.

Allgemein können die Kurven über κ_{db} in einfacher

Weise aus einer einzelnen z. B. der Kurve für $\nu = 1000$ abgeleitet werden. Dies erhellt aus der folgenden Betrachtung: da y allein von $r^2\nu$ abhängt, wird eine Frequenz $\nu = n \cdot 1000$ denselben y-Wert für $r = \frac{r_1}{\sqrt{n}}$ ergeben, den die Frequenz 1000 für $r = r_1$ ergibt; die Absorption κ_{db} wird aber n-mal grösser. Die Kurve für $\nu = n \cdot 1000$ lässt sich also aus der Kurve für $\nu = 1000$ durch $\sqrt{n}$-fache Verkleinerung der Abszissen und n-fache Vergrösserung der Ordinaten ableiten.

Nach Angabe verschiedener Forscher[1] ist die Wassermenge in Nebeln höchstens 5—8 g/m^3, auf Tropfen verteilt, deren Grösse wesentlich innerhalb der Grenzen $r = 4 \cdot 10^{-4}$ — $3 \cdot 10^{-3}$ cm liegt. Ist die Zusammensetzung des Nebels bekannt, errechnet man einfach die Absorption für eine gegebene Frequenz als die Summe der Absorption für jede Tropfengrösse;

z. B. wird 1,5 g Wasser per m^3 mit $r = 10^{-3}$ cm
+ 2,5 g — - - - $r = 10^{-3,7}$ cm
+ 0,7 g — - - - $r = 10^{-3,5}$ cm

für $\nu = 1000$ eine Absorption von

$$1{,}5 \cdot 7{,}4 + 2{,}5 \cdot 16{,}8 + 0.7 \cdot 30{,}2 = 74{,}3 \text{ db/km ergeben.}$$

Derselbe Nebel ergibt für $\nu = 500$ nur 48,0 db/km, für $\nu = 2000$ ist die Absorption aber 94,8 db/km.

Für einen zusammengesetzten Klang kann die Absorption für jede Tonhöhe auf diese Weise gefunden werden. Es stellt sich heraus, dass die hohen Komponenten im Klang viel stärker absorbiert werden als die tiefen. Danach sollte es vorteilhaft erscheinen, in Sirenen und Nebelhörnern recht tiefe Töne zu verwenden, was auch mit der Erfahrung[2]

[1] Siehe z. B. A. Wegener: Thermodynamik der Atmosphäre, 1. Aufl. S. 256.

[2] J. Tyndall: Pog. Ann. Jubelbd. 1874, S. 668. F. Aigner: Z. f. Phys., Bd. 1, S. 161, 1920.

übereinstimmt. Tutet ein Dampfer im Nebel, hört man bekanntlich auf weitere Entfernung nicht das der Dampfpfeife oft eigene, trompetenartige ”Schmettern”, das auf

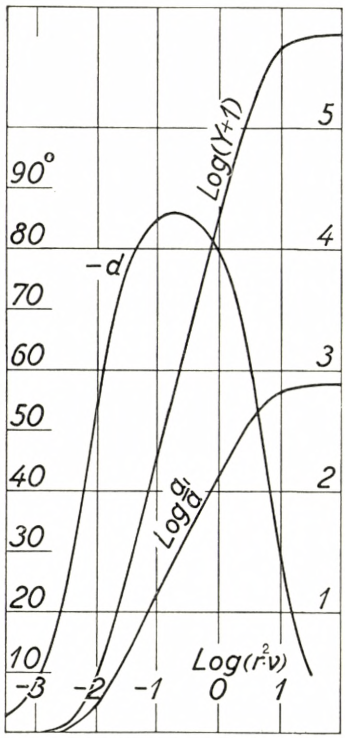

Fig. 3.

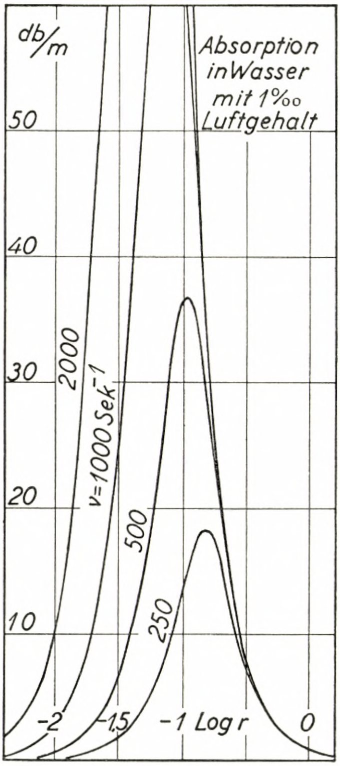

Fig. 4.

hohen Obertönen beruht, sondern im wesentlichen nur den tiefen Grundton.

4. Die Absorption kann sehr gross werden, wenn man leichte Partikel in einer schweren Flüssigkeit hat, z. B. Luftblasen in Wasser. Fig. 3 zeigt die Verhältnisse in diesem Falle. (Es ist mit den Werten $\eta = 0{,}01$ $c = 14{,}4 \cdot 10^4$ C-G-S Einheiten für Wasser gerechnet.) Man findet $\kappa = 13 \cdot 10^{-6} \cdot N \cdot r \cdot y$ cm^{-1}. In der Figur ist $\log_{10}$ von $\frac{a_1}{a}$ und von

$(y + 1)$ anstatt der Zahlen selbst abgesetzt. $y = 0$ bei $r^2\nu < 10^{-3}$ und konstant $= 5{,}9 \cdot 10^5$ bei $r^2\nu > 10^2$. Nimmt man analog den Verhältnissen im Nebel an, dass auf 1 Liter Wasser v cm³ gleich grosse Blasen gehen, und berechnet man die Absorption in dezibel/Meter, erhält man

$$\kappa_{db} = 13{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{y}{r^2} \cdot v \text{ db/m.}$$

Figur 4, die diese Absorption für $v = 1$ cm³ Luft/Liter Wasser und für die Frequenzen 250, 500, 1000 und 2000 zeigt, ist analog der Figur 2 und bedarf daher keiner weiteren Besprechung. Mit Rücksicht auf die Grössenordnung der Absorption sei nur bemerkt, dass 1 ‰ Luftblasen in Wasser auf einer Strecke von etwa 1 m für Frequenzen in der Nähe von 1000 etwa 60 db absorbieren; liesse sich ein Nebel mit 1 ‰ Wasserinhalt nach Volumen realisieren, wäre die Absorption darin von gleicher Grössenordnung. Die grosse Absorption in einer Flüssigkeit mit Luftblasen kann durch einen ganz einfachen Versuch gezeigt werden:

Ein grosses Becher- oder Elementglas, am besten eines, das beim Anschlagen einen schönen, vollen Klang hat, wird mit Wasser, dem ein wenig Essigsäure beigemischt ist, gefüllt. Man schlage mit einem Spatel, noch besser mit einem Hämmerchen aus hartem Holz, an das Glas und beachte sowohl Stärke als Dauer des Klanges, der jetzt meist etwas tiefer ist als bei dem leeren Glas. Der Klang kann oft einige wenige Sekunden andauern. Dann streut man, eventuell unter Umrühren, etwas doppelkohlensaures Natron in das Glas; beim Austreiben der Kohlensäure füllt sich die Flüssigkeit mit einer Menge Bläschen. Schlägt man nun wieder an das Glas, ist der Klang dumpf und schwach und von äusserst geringer Dauer, etwa wie bei einem Schlag gegen ein Stück

Holz. Beim allmählichen Verschwinden der Kohlensäure kehrt der ursprüngliche Klang zurück.

Ähnliches lässt sich oft beobachten, wenn man unter Umrühren mit einem Spatel ein Salz in Wasser auflöst. Solange sich die Salzteilchen nicht aufgelöst haben, veranlassen sie Absorption und dämpfen den Klang des Spatelschlages gegen die Glaswände.

Zum Verständnis dieser Beobachtungen ist hauptsächlich folgendes zu bemerken:

Klingt das Glas leer, ist die Dauer des Klanges durch die Dämpfung der Schwingungen bestimmt, die teils von der Ausstrahlung und teils von der inneren Reibung im Glase herrührt, teils auch von der Übertragung der Schwingungsenergie auf die Unterlage. Da aber der akustische Widerstand der Luft $\rho_L \cdot c_L$ verglichen mit dem des Glases so gering ist, wird die Strahlungsdämpfung im Vergleich mit den anderen Dämpfungsursachen oft gering sein.

Anders verhält es sich, wenn das Glas mit Wasser gefüllt ist. Der akustische Widerstand des Wassers $\rho_W \cdot c_W$ ist etwa 3300 mal so gross wie der der Luft, und dies bewirkt erstens, dass beim Schwingen der Glaswand, auf deren einer Seite sich Luft befindet, auf der anderen aber Wasser, nur $\frac{1}{3300}$ der ausgestrahlten Energie an die Luft abgegeben wird, der Rest — also ungefähr die gesamte Ausstrahlung — wird an das Wasser abgegeben. Zweitens wird wegen der grossen Ausstrahlung die gesamte der Glaswand ursprünglich zugeführte Schwingungsenergie in einer Zeit abgegeben, die etwa 3300 mal so kurz ist wie die Zeit, in der das leere Glas zu klingen vermag.

Wenn der Klang des gefüllten Glases trotzdem nicht merkbar kürzer ist als der des leeren Glases, erklärt sich dies daraus, dass die Schallenergie, die — ausserordentlich schnell — von der Glaswand an das Wasser abgegeben wird, nur langsam bei der Ausstrahlung an die Luft verloren geht, da das Reflexionsvermögen an den Wänden des Glases sehr gross ist. Die Verhältnisse sind ähnlich wie in einem Raum mit harten Wänden: es gibt einen langen Nachhall. Abgesehen von der Wirkung der Glaswand selbst — das ist bei einer dünnen Wand gestattet — ist das Reflexionsvermögen an der Grenze Wasser — Luft

$$r = \left(\frac{c_W \cdot \rho_W - c_L \cdot \rho_L}{c_W \cdot \rho_W + c_L \cdot \rho_L}\right)^2 = 1 - 12 \cdot 10^{-4},$$

und das »Absorptionsvermögen« $a = 1 - r = 12 \cdot 10^{-4}$. Die Anzahl n Reflexionen, die nötig sind, um die Welle bis auf 60 dezibel zu schwächen, ergibt sich aus $(1 - 12 \cdot 10^{-4})^n = 10^{-6}$, hieraus $n = 1{,}15 \cdot 10^4$.

Rechnet man mit einer ebenen Welle, die der Kante eines Würfels mit der Kantenlänge $l = 10$ cm parallel läuft, ergibt sich die Nachhallszeit τ aus der Gleichung $n \cdot l = c_W \cdot \tau$, $1{,}15 \cdot 10^4 \cdot 10 = 14{,}4 \cdot 10^4 \cdot \tau$ oder $\tau = 0{,}8$ Sek.

Sabines Formel für die Nachhallszeit $\tau = 55{,}2 \cdot \frac{V}{c \cdot a \cdot S}$, wobei die Schallwellen in allen Richtungen in einem Raum mit dem Volumen V und der Oberfläche S berücksichtigt sind, ergibt für diesen Wasserwürfel mit der Kantenlänge 10 cm $\tau = 0{,}5$ Sek., wenn man denselben Wert für a ($= 12 \cdot 10^{-4}$) anwendet, der eigentlich nur für senkrechten Einfall gilt. Die Nachhallszeit wächst proportional den linearen Dimensionen des Raumes. Ein Wasserwürfel von 1 m^3 sollte also eine Nachhallszeit von 5—8 Sek. haben.

Bei diesen Berechnungen wurde die Unterlage nicht berücksichtigt. Da das Wasser in der Unterstützungsfläche mit festen Körpern in Berührung sein muss, deren akustischer Widerstand von der gleichen Grössenordnung wie der des Wassers ist (doch immer etwas grösser), werden hier grössere Reflexionsverluste auftreten, was eine kürzere Nachhallszeit ergibt. Die oben berechneten Zahlen sind daher Maximalwerte der Nachhallszeiten, die die Oberflächenabsorption allein ergibt.

Anders verhält es sich jedoch, wenn die Flüssigkeit Luftblasen oder andere Partikel enthält. In diesem Fall wird die hieraus folgende räumliche Absorption bewirken, dass die Nachhallszeit bedeutend kleiner wird. Aus Figur 4 geht z. B. hervor, dass 1 cm^3 Luft als Blasen mit dem Radius $r = 10^{-1,5}$ cm per Liter Wasser für die Frequenz 1000 25 db/m absorbiert; 60 db Absorption findet also auf einer Strecke 60/25 = 2,4 m statt. Die Zeit, die die Welle in Wasser braucht, um 2,4 m zurückzulegen, ist $\tau = \frac{2,4}{1440} = 1,7 \cdot 10^{-3}$ Sek. Dies ist die Nachhallszeit für die Frequenz $\nu = 1000$.

5. Im Hinblick auf die Grenzen, innerhalb welcher die angegebenen Rechnungen gültig sind, ist zu bemerken:

a) Stokes' Gesetz für den Reibungswiderstand an einer Kugel gilt mit guter Annäherung, solange Reynolds Zahl $R = \frac{v \cdot r}{\eta} \cdot \rho$ kleiner als ca. 1 ist. Setzt man statt v den effektiven Wert $V = 2\pi\nu a \cdot \sqrt{y}$, erhält man als Bedingung für die Gültigkeit von Stokes' Gesetz $2\pi\nu a \cdot \sqrt{y} \cdot r \cdot \rho < \eta$. Da die Intensität der Schallwelle $J = \frac{1}{2}\rho \cdot (2\pi\nu \cdot a)^2 \cdot c$ ist, lässt sich die Bedingung auch

$$J < \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{\rho} \cdot \frac{\eta^2}{r^2 y}$$

schreiben.

Für Wassertropfen in Luft erhält man, wenn man die Zahlenwerte der Konstanten einsetzt, $J < \frac{0,38}{r^2 y}$ Erg/Sek. cm^2.

Beispiel: $\nu = 1000$ Sek^{-1}, $r = 10^{-3,5}$ cm ergibt $y = 0,40$

und $J < \frac{0{,}38}{10^{-7} \cdot 0{,}40} = 9{,}5 \cdot 10^6$ Erg/Sek. cm.^{2}; das ist eine sehr grosse Intensität, die die physiologische Schmerzschwelle weit überschreitet.

Für Luftblasen in Wasser erhält man $J < \frac{7{,}2}{r^2 y}$ Erg/Sek. cm^2. Wenn diese Grenzen überschritten werden, wird die Strömung um die Partikel turbulent; die Absorption wird grösser als oben berechnet. Eine Überschreitung dieser Grenze erfordert aber in der Regel sehr grosse Schallintensitäten.

b) Bei der Aufstellung der Bewegungsgleichung für die Teilchen ist nicht berücksichtigt worden, dass ein Teil der umgebenden Flüssigkeit oder des umgebenden Gases die Schwingungen der Partikel mitmachen kann und dadurch wie ein Zuwachs der Partikelmasse wirkt. Eine Korrektion hierfür wird vermutlich ohne merkbare Bedeutung sein, wenn die Dichte der Partikel im Verhältnis zu der des Gases oder der Flüssigkeit gross ist, d. h. also z. B. für Nebel. Im umgekehrten Falle, z. B. für Luftblasen in Wasser, wird die Korrektion dagegen merkbar, und die hier angegebene Berechnung der Absorption ist nur als eine erste Annäherung zu betrachten.

c) Schliesslich ist es eine Voraussetzung, dass die Grösse der Partikel im Verhältnis zur Länge der Schallwellen klein sei; eine Voraussetzung, die für alle vorkommenden Tropfengrössen in Nebel voll erfüllt ist, solange es sich nur um hörbare Frequenzen handelt.

Indleveret til Selskabet den 12. Juli 1940.
Færdig fra Trykkeriet den 26. Marts 1941.