

Ueber die Akustik von Studioräumen = Sur l'acoustique des studios

Autor(en): **Furrer, W.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Technische Mitteilungen / Schweizerische Telegraphen- und Telephonverwaltung = Bulletin technique / Administration des télégraphes et des téléphones suisses = Bollettino tecnico / Amministrazione dei telegrafi e dei telefoni svizzeri**

Band (Jahr): **14 (1936)**

Heft 2

PDF erstellt am: **22.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-873439>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Technische Mitteilungen

Herausgegeben von der schweiz. Telegraphen- und Telephon-Verwaltung

Bulletin Technique

Publié par l'Administration des
Télégraphes et des Téléphones suisses



Bollettino Tecnico

Publicato dall'Amministrazione
dei Telegrafi e dei Telefoni svizzeri

Inhalt — Sommaire — Sommario: Ueber die Akustik von Studioräumen. Sur l'acoustique des studios. — Seilrechnung für schlaff gespannte Freileitungsfelder. — Ueber die Ausnützung der Fernleitungen bei manuellem und automatischem Betrieb. — Das Zeitzeichen. Le signal de l'heure exacte. — Der Wählapparat Telerapid. L'appareil de sélection Telerapide. — Telefonwerbung in England. — Verschiedenes. Divers: Centenaire de la mort d'Ampère. — La T. S. F. à bord du „Queen Mary“. — Une bouée à téléphone pour sous-marins. — Modernes Wohnhaus. — Ein Held. — Neue Zeitschrift. — Elektrische Fernbetätigung des Projektionsapparates. — Solange wir noch nicht fernsehen. — Personalnachrichten. Personnel. Personale.

Ueber die Akustik von Studioräumen.

W. Furrer, Bern.

1. Einleitung.

In der vorliegenden Arbeit sind die wichtigsten physikalischen Beziehungen und Gesetze zusammengestellt, deren Anwendung für die erfolgreiche Projektierung und Ausführung eines Rundspruchstudios unerlässlich ist. Die am meisten gebrauchten Daten sind graphisch dargestellt.

Da die Arbeit für den praktischen Gebrauch bestimmt ist, wurden keine Beziehungen oder Formeln abgeleitet oder bewiesen. Für Einzelheiten wird auf das beigelegte Literaturverzeichnis verwiesen.

2. Allgemeines über das Schallfeld.

In einem elastischen Medium, z. B. in Luft oder Wasser, wird eine Störung, d. h. das Anstossen eines Teilchens des Mediums aus seiner Gleichgewichtslage, fortgepflanzt. Die Geschwindigkeit der Fortpflanzung ist nur gegeben durch die physikalischen Eigenschaften des Mediums; sie ist unabhängig von der Art der Störung.

In der Akustik sind die Störungen meist periodischer Art, d. h. sie bestehen nicht nur aus einem einzelnen Anstoss, sondern sie gehen von einem schwingenden Körper aus, dessen Bewegungen die ihn umgebende Luft anstossen. Es entsteht ein *Ton* oder ein *Klang* (im Gegensatz zum Knall, der im allgemeinen aus einer einzigen Druckwelle besteht). Die einzelnen Luftteilchen schwingen dabei in der Fortpflanzungsrichtung; man spricht von „*Longitudinalwellen*“.

Da für ein bestimmtes Medium in einem bestimmten Zustand die Fortpflanzungsgeschwindigkeit gegeben ist (für Luft beträgt sie 340 m/sec unter gewöhnlichen Zimmerverhältnissen), entspricht einer bestimmten Periodizität einer Störung auch eine bestimmte „Wellenlänge“. Unter Wellenlänge versteht man den räumlichen Abstand zweier nacheinander fortgepflanzter Störungsmaxima.

Sur l'acoustique des studios.

W. Furrer, Berne.

1. Introduction.

Nous avons réuni dans cette publication les lois et rapports physiques fondamentaux dont il est indispensable de connaître l'application si l'on ne veut pas risquer un échec lors de l'établissement et de l'exécution d'un projet de studio de radio-diffusion. Les données les plus usitées sont représentées par des graphiques.

Cette étude ayant avant tout un but pratique, nous avons jugé inutile de développer ou de démontrer les rapports ou formules employés. Pour les détails, les intéressés pourront toujours se référer à la bibliographie que nous publions à la fin de cette étude.

2. Champ acoustique, généralités.

Lorsque, dans un milieu élastique, par exemple dans l'air ou dans l'eau, sous l'influence d'un choc, une particule de ce milieu s'écarte de sa position d'équilibre, son ébranlement se propage. La vitesse de propagation dépend uniquement des propriétés physiques du milieu, sans égard à la nature de l'ébranlement.

En acoustique, ces ébranlements ne se composent pas d'une seule impulsion; ils ont généralement un caractère périodique du fait qu'ils émanent d'un corps en vibration dont les mouvements sont transmis à l'air ambiant. Il en résulte un *son*. Les particules d'air vibrent alors dans la direction de la propagation; on parle dans ce cas d'*ondes „longitudinales“*.

Du fait que pour un milieu donné dans un état donné, la vitesse de propagation est connue (pour l'air, dans des conditions „ordinaires“, elle est de 340 m/sec), la périodicité déterminée d'un ébranlement correspond aussi à une „longueur d'onde“ déterminée. Par longueur d'onde, on entend la distance qui sépare deux maxima consécutifs de l'ébranlement propagé.

Einem Ton von 64 Perioden pro Sekunde (das C der Gross-Oktave) entspricht also eine Wellenlänge von $340 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1} / 64 \text{ sec}^{-1} = 5,3 \text{ m}$. Ein Ton von 2069 p/s (das viergestrichene C) hat eine Wellenlänge von nur 16,4 cm.

Die Längen der Wellen liegen also innerhalb der gleichen Grössenordnung wie die mechanischen Dimensionen der sie erzeugenden Musikinstrumente und wie die linearen Abmessungen der Räume, in denen die Instrumente gespielt werden. Darin liegt die Erklärung, dass die meisten akustischen Messungen mit mehr oder weniger grossen Schwierigkeiten verbunden sind. Es sind dies ähnliche Schwierigkeiten, wie sie beim Arbeiten mit Ultraschallwellen vorkommen; auch dort türmen sich die Probleme, sobald sich die elektrische Wellenlänge der Grössenordnung der verwendeten Apparate nähert.

Bestimmungsgrössen des Schallfeldes. Im freien, unbegrenzten (luftefüllten) Raum hängt ein Schallfeld nur von der Art der erzeugenden Störung, d. h. von der Form und der Schwingungsart des strahlenden Körpers ab.

Die ebene, fortschreitende Welle ist die einfachste Form des Schallfeldes. Alle Luftteilchen, die in einem bestimmten Augenblick die gleiche Auslenkung aus ihrer Gleichgewichtslage erfahren, liegen in einer Ebene. Die schwingenden Luftteilchen erzeugen Verdichtungen und Verdünnungen der Luft, d. h. periodische Druckschwankungen, welche kurz als „Schalldruck“ bezeichnet und in dyn/cm^2 oder μBar gemessen werden. (Streng ist $1 \mu\text{Bar} = 1,02 \cdot 10^{-6} \text{ at} = 1,02 \text{ dyn/cm}^2$).

Die Geschwindigkeit eines schwingenden Luftteilchens wird als Schallschnelle bezeichnet. Für den Fall einer ebenen Welle besteht zwischen dem Schalldruck p und der Schallschnelle v die Beziehung:

$$p = Z \cdot v$$

Dabei ist $Z = s \cdot c$; s = Dichte der Luft, c Schallgeschwindigkeit. Analog zu dem in der Elektrizitätslehre gebrauchten Ausdruck wird Z als *akustische Impedanz* bezeichnet. Der absolute Betrag der akustischen Impedanz ist also gleich dem Amplitudenverhältnis von Schalldruck und Schallschnelle.

Schalldruck und Schallschnelle sind bei der ebenen, fortschreitenden Welle überall in Phase, was sich dadurch ausdrückt, dass die akustische Impedanz rein reell ist.

Ist der zeitliche Verlauf des Schalldrucks oder der Schallschnelle für den ganzen Raum gegeben, so ist das Schallfeld völlig bestimmt.

Für einen reinen Ton (sinusförmige Störung) tritt durch einen cm^2 der Wellenfront die Schalleistung:

$$N = \frac{P^2}{2Z} = \frac{V^2}{2} Z$$

(Die grossen Buchstaben P und V bedeuten Amplitudenwerte von Schalldruck und Schallschnelle.)

Das folgende Zahlenbeispiel soll ein anschaulicheres Bild der hier besprochenen Grössen vermitteln:

Für Luft ist $Z = 42 \text{ dyn} \cdot \text{sec} \cdot \text{cm}^{-3}$
Die Schalleistung ergibt sich dann zu

$$N = \frac{P^2}{840} \mu\text{W/cm}^2, P \text{ in } \mu\text{Bar}$$

Un son de 64 périodes par seconde (la note „do“ de la grande octave) correspond ainsi à une longueur d'onde de $340 \text{ m} \cdot \text{sec}^{-1} / 64 \text{ sec}^{-1} = 5,3 \text{ m}$. Un son de 2069 p/s (do₄) correspond à une longueur d'onde de 16,4 cm seulement.

Les longueurs d'ondes sont donc du même ordre de grandeur que les dimensions mécaniques des instruments de musique qui les produisent et que les dimensions linéaires des locaux dans lesquels on joue de ces instruments. C'est ce qui explique pourquoi la plupart des mesures acoustiques se heurtent à des difficultés plus ou moins considérables. Ces difficultés sont analogues à celles qu'on rencontre dans l'étude des ondes ultra-courtes, où les problèmes s'amoncellent à mesure que la longueur des ondes électriques s'approche de l'ordre de grandeur de l'appareil utilisé.

Caractéristiques du champ acoustique. Dans un espace illimité (rempli d'air), le champ acoustique dépend uniquement de la nature de l'ébranlement, c'est-à-dire de la forme et du genre de vibrations du corps radiant.

L'onde plane est la forme la plus simple du champ acoustique. Toutes les particules d'air qui, à un moment donné, sont écartées également de leur position d'équilibre se trouvent dans un même plan. Les vibrations des particules provoquent des compressions et des dilatations d'air, c'est-à-dire des variations de pressions périodiques désignées sous le nom de „pression acoustique“ et mesurées en dynes/cm^2 ou en μBar (Barye en France).

La vitesse d'une particule d'air en vibration est désignée sous le nom de *vitesse du son*. Dans le cas d'une onde plane, on a entre la pression acoustique p et la vitesse du son v le rapport:

$$p = Z \cdot v$$

dans lequel $Z = s \cdot c$; s = densité de l'air; c = vitesse de propagation. Par analogie à l'expression employée en électricité, Z est appelée *impédance acoustique*. La valeur absolue de l'impédance acoustique est donc égale au rapport d'amplitude entre la pression acoustique et la vitesse du son.

Pour l'onde plane, la pression acoustique et la vitesse du son sont partout en phases, ce qui est démontré par le fait que l'impédance acoustique est purement réelle.

Si la pression acoustique ou la vitesse du son sont connues en fonction du temps, le champ acoustique est exactement déterminé.

Pour un son pur (perturbation de forme sinusoidale), on aura par cm^2 du front d'ondes une *puissance acoustique* de:

$$N = \frac{P^2}{2Z} = \frac{V^2}{2} Z$$

(Les lettres majuscules P et V représentent les valeurs d'amplitude de la pression acoustique et de la vitesse du son.)

L'exemple suivant nous donne une image de ces valeurs:

Pour l'air, $Z = 42 \text{ dynes} \cdot \text{sec} \cdot \text{cm}^{-3}$

La puissance acoustique est alors

$$N = \frac{P^2}{840} \mu\text{W/cm}^2, P \text{ en } \mu\text{Bar}$$

Pour un son pur à 1000 p/s (à peu près la note do₃) et une pression acoustique $P = 0,5 \mu\text{Bar}$ (qui corres-

Für einen reinen Ton der Frequenz 1000 (ungefähr das dreigestrichene C) und einen Schalldruck $P = 0,5 \mu\text{Bar}$ (entspricht ungefähr dem von einem durchschnittlichen männlichen Sprecher in einer Entfernung von 5 m erzeugten Schalldruck) beträgt die Schallschnelle $V = 0,012 \text{ cm/sec}$ (1). Die Schwingungsamplitude (Ausschlag) eines einzelnen Teilchens ist $V/2 \pi f = 1,9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$.

Die Intensität (Schalleistung pro cm^2) ergibt sich zu

$$N = 0,3 \cdot 10^{-3} \mu\text{W/cm}^2$$

Reine ebene Wellen kommen bei der Schallausbreitung im freien Raum nicht vor. Wichtig sind jedoch die *Kugelwellen*, die von jeder Schallquelle erzeugt werden, deren Ausdehnung gegenüber der abgestrahlten Wellenlänge klein ist. Für praktische Zwecke genügt die Betrachtung der *einfachen Kugelwelle* (Kugelwelle nullter Ordnung, ideell erzeugt von einer pulsierenden Kugel; die Luftteilchen schwingen rein radial).

Bei einer Kugelwelle ist die akustische Impedanz komplex. Ihr Realteil Z_r beträgt:

$$Z_r = s \cdot c \cdot \frac{k^2 r^2}{1 + k^2 r^2}$$

Dabei ist

$$k = 2\pi/\lambda$$

λ ist die Schallwellenlänge bei der betreffenden Frequenz.

r ist der Abstand des betrachteten Punktes von der punktförmig angenommenen Quelle.

Für Abstände r , die gleich oder grösser als $\lambda/2$ sind, wird

$$Z_r = s \cdot c$$

Das heisst also, dass auch für eine punktförmige Schallquelle ausserhalb eines Abstandes von der Länge einer halben Welle praktisch die gleichen Beziehungen wie für eine ebene Welle gelten.

Mit zunehmender Entfernung von der Quelle nimmt der Schalldruck umgekehrt proportional ab ($1/r$). Es lässt sich zeigen, dass diese Beziehung bis zur Quelle selbst gilt (2). Nach der obenstehenden Gleichung wird jedoch Z mit abnehmendem Abstand kleiner, so dass die Schallschnelle v stärker zunimmt.

Als Tatsache von praktischer Wichtigkeit folgt daraus, dass man mit einem Druckempfänger (z. B. einem Kondensatormikrofon) nahe an die Quelle herangehen darf. Mit einem Geschwindigkeitsempfänger („Velocity“-Mikrofon) ist das nicht der Fall. Bei zu naher Aufstellung an der Quelle wird es die tiefsten Frequenzen stark übertreiben. Ein solches Mikrofon darf nicht näher als bis ca. 1 m an die Schallquelle herangerückt werden.

3. Das Schallfeld im geschlossenen Raum.

Trifft Schall auf einen Körper, so ist folgendes möglich:

1. Der Schall wird *reflektiert*.
2. Der Schall wird *absorbiert*, d. h. seine mechanische Energie wird in eine andere Energieform (meistens Wärme) umgewandelt.
3. Der Schall bewirkt ein *akustisches Mitschwingen* des Körpers.
4. Der Schall *umgeht* den Körper.
5. Der Schall *durchdringt* den Körper.

pond à peu près à la pression acoustique moyenne exercée par la voix d'un homme placé à 5 m de distance), la vitesse du son V sera de $0,012 \text{ cm/sec}$ (1). L'amplitude vibratoire d'une particule est $V/2 \pi f = 1,9 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$.

Il s'en suit que l'intensité (puissance acoustique par cm^2) est

$$N = 0,3 \cdot 10^{-3} \mu\text{W/cm}^2$$

En général, le son ne se propage pas en ondulations absolument planes. Par contre, chaque source sonore de dimensions restreintes par rapport aux longueurs d'ondes rayonnées, engendre des *ondes sphériques* qui jouent un rôle important. Dans la pratique, il suffit de tenir compte des *ondes sphériques simples*.

L'impédance acoustique d'une onde sphérique est complexe. Pour sa partie réelle Z_r , on a

$$Z_r = s \cdot c \cdot \frac{k^2 r^2}{1 + k^2 r^2}$$

formule dans laquelle

$$k = 2\pi/\lambda$$

λ est la longueur de l'onde pour la fréquence considérée;

r est la distance séparant le point considéré du point d'origine du son.

Pour les distances r qui sont égales ou plus élevées que $\lambda/2$, on a

$$Z_r = s \cdot c$$

Ce qui revient à dire que lorsque le point d'origine du son est situé au-delà de la distance correspondant à une demi-longueur d'onde on a, pratiquement, les mêmes conditions que pour les ondes planes.

La pression acoustique est inversement proportionnelle à l'éloignement de la source sonore ($1/r$). On constate que ce rapport subsiste jusqu'à la source même (2). D'après l'équation ci-dessus, Z diminue en même temps que la distance, de sorte que la vitesse du son v augmente plus rapidement.

Il en ressort le fait, d'importance pratique, qu'on peut se placer très près de la source avec un récepteur fonctionnant sous l'action de la pression acoustique (p. ex. microphone à condensateur). Ce n'est pas le cas avec un récepteur fonctionnant sous l'action de la vitesse (microphone „Velocity“). Si on le rapproche trop de la source, les fréquences basses sont fortement exagérées. Un microphone de ce genre ne doit pas être placé à moins d'un mètre environ de la source sonore.

3. Le champ acoustique dans une enceinte close.

Lorsqu'un son frappe un corps, il peut se produire les phénomènes suivants:

- 1° Le son est *réfléchi*.
- 2° Le son est *absorbé*, c'est-à-dire que son énergie mécanique est transformée en une autre forme d'énergie (généralement en chaleur).
- 3° Le son produit dans ce corps des *vibrations acoustiques*.
- 4° Le son *contourne* le corps.
- 5° Le son *traverse* le corps.

En réalité, ces 5 phénomènes sont presque toujours combinés, mais les plus importants sont l'absorption et la réflexion. La combinaison de ces deux facteurs domine pour ainsi dire tous les problèmes de l'acoustique des salles.

In Wirklichkeit treten diese 5 Erscheinungen fast immer kombiniert auf. Weitaus am wichtigsten sind Absorption und Reflexion. Die Kombination dieser 2 Punkte beherrscht sozusagen alle Probleme der Raumakustik.

Das *Reflexionsgesetz* für den Schall lautet analog dem optischen Reflexionsgesetz:

Wenn ein Schallstrahl (d. h. die gradlinige Fortpflanzungsrichtung einer Schallwelle) auf einen ebenen, ideal reflektierenden Körper trifft, so erfolgt der Rückwurf so, dass der Winkel, den der zurückgeworfene Schallstrahl mit der auf die reflektierende Fläche gefällten Senkrechten bildet, gleich ist dem Winkel, den der einfallende Strahl mit der Senkrechten bildet. Einfallender Strahl, Senkrechte und reflektierter Strahl liegen dabei in einer Ebene. Wie in der Optik gilt auch hier die Einschränkung, dass die Abmessungen des reflektierenden Körpers gross sein müssen im Vergleich zur Wellenlänge. Andernfalls umgeht der Schall das Hindernis.

Trifft eine fortschreitende Schallwelle auf eine reflektierende Wand, so wird die zurückgeworfene Welle mit der einfallenden Welle interferieren; es bilden sich *stehende Wellen*. Im Gegensatz zur fortschreitenden Welle, bei der die Schwingungsamplitude an jeder Stelle die gleiche bleibt und nur die Phase sich sinusförmig ändert, finden bei den stehenden ebenen Wellen die Schwingungen im ganzen Raum mit gleicher Phase statt, und die Amplitude ändert sich sinusförmig.

Eindimensional, z. B. in einem relativ engen Rohr, lassen sich die Interferenzerscheinungen sehr leicht überblicken und rechnerisch erfassen. In einem dreidimensionalen Raume jedoch werden die Verhältnisse durch die vielfachen Reflexionen ausserordentlich kompliziert, es bildet sich ein *Interferenzfeld* aus, der Schalldruck im Raum wechselt von Stelle zu Stelle innerhalb weiter Grenzen. Es war bisher nicht möglich, auch für einfache Fälle das Interferenzfeld rechnerisch zu bestimmen. Dies ist ein Hauptgrund für die Schwierigkeiten, die bei allen akustischen Messungen in geschlossenen Räumen auftreten.

Wenn in einem Raum, dessen Wände den Schall teilweise reflektieren und teilweise absorbieren, zur Zeit t eine punktförmige Schallquelle zu strahlen beginnt, so bilden sich am Anfang fortschreitende Kugelwellen aus, welche jedoch nach kurzer Zeit (nach einigen Millisekunden, je nach der Grösse des Raumes) an den Wänden teilweise reflektiert werden. Der reflektierte Anteil überlagert sich der fortschreitenden Welle, wird an der gegenüberliegenden Wand nochmals teilweise reflektiert usw. Die Summe der den Raum erfüllenden Schallenergie baut sich so lange auf, bis sie einen gewissen Gleichgewichtszustand erreicht hat. Dieser Gleichgewichtszustand ist dann vorhanden, wenn die von den Begrenzungsflächen des Raumes in der Sekunde absorbierte Energie gleich der Leistung der Schallquelle ist. Der mittlere, im Raum vorhandene Schalldruck erreicht also einen gewissen stationären Wert. Diesen Vorgang nennt man *Anhallen*, die zur Erreichung des stationären Zustandes nötige Zeit T_0 ist die *Anhallzeit*.

La loi de la réflexion acoustique est analogue à la loi de la réflexion optique:

Lorsqu'un rayon sonore (onde sonore se propageant en ligne droite) rencontre une surface plane réfléchissante, l'angle de réflexion de ce rayon avec la perpendiculaire est égal à l'angle d'incidence de ce rayon avec la perpendiculaire. Le rayon incident, la perpendiculaire et le rayon réfléchi se trouvent dans un même plan. Il faut cependant, comme en optique, que les dimensions du corps réfléchissant soient très grandes par rapport à la longueur de l'onde, sinon le son contourne l'obstacle.

Lorsqu'une onde sonore vient frapper une paroi réfléchissante, l'onde réfléchie interfère avec l'onde incidente et produit ainsi des *ondes stationnaires*. Contrairement à ce qui se passe pour les ondes progressantes, dont l'amplitude vibratoire reste la même en chaque point et dont la phase seule varie en fonction sinusoidale, les vibrations des ondes stationnaires planes ont la même phase dans toute l'enceinte et c'est l'amplitude qui varie en fonction sinusoidale.

Dans une dimension, par exemple dans un tube relativement étroit, les phénomènes d'interférence peuvent être très facilement constatés et calculés. Par contre, dans une enceinte close à trois dimensions, les conditions se compliquent extraordinairement du fait des nombreuses réflexions qui produisent un *champ d'interférence*, où la pression acoustique varie d'un point à l'autre dans de très grandes proportions. Jusqu'à présent, il n'était pas possible de calculer le champ d'interférence même dans les cas les plus simples. C'est la raison principale pour laquelle toutes les mesures acoustiques faites dans des enceintes closes se heurtent à des difficultés.

Lorsque, au temps „ t “ dans une enceinte dont les parois réfléchissent une partie du son et absorbent l'autre partie, une source sonore formée d'un point commence à rayonner, il se forme au début des ondes sphériques qui, après un court instant (quelques millisecondes suivant les dimensions linéaires de l'enceinte), sont réfléchies en partie par les parois. Les ondes réfléchies se superposent aux ondes incidentes, viennent frapper la paroi opposée où elles sont de nouveau réfléchies en partie, et ainsi de suite. Les énergies sonores qui remplissent l'enceinte continuent à s'additionner jusqu'à ce qu'elles aient atteint un certain degré d'équilibre. Cet état d'équilibre est atteint lorsque la quantité d'énergie absorbée à la seconde par les parois de l'enceinte est égale à celle fournie par la source. La pression acoustique moyenne du local atteint ainsi une certaine valeur stationnaire. Ce phénomène se nomme la saturation acoustique et le temps T_0 nécessaire pour obtenir cet état stationnaire la durée de saturation.

Lorsque, au temps t_1 , la source sonore cesse de fonctionner, il s'écoule de nouveau un certain temps jusqu'à ce que l'énergie sonore qu'on avait à l'état stationnaire soit absorbée par les parois de l'enceinte et que la pression acoustique soit ramenée à zéro. Ce phénomène se nomme la *réverbération* et le temps T_1 nécessaire à l'absorption totale de l'énergie acoustique la *durée de réverbération*.

La fig. 1 montre comment se comporte, dans ce phénomène, la pression acoustique moyenne p en

Wird die Schallquelle zur Zeit t_1 abgeschaltet, so braucht es wieder eine gewisse Zeit, bis die im stationären Zustand vorhanden gewesene Schallenergie von den Begrenzungsflächen absorbiert und der Schalldruck im Raum auf 0 gesunken ist. Diesen Vorgang nennt man *Nachhallen*; die bis zur völligen Absorption der Schallenergie nötige Zeit T_1 ist die *Nachhallzeit*.

Die Fig. 1 zeigt für diesen Vorgang den Verlauf des mittleren Schalldruckes p in Funktion der Zeit. Der Schalldruck steigt während des Anhallens exponentiell an und fällt während des Nachhallens exponentiell ab. Die beiden Kurven ergänzen sich, sie sind komplementär.

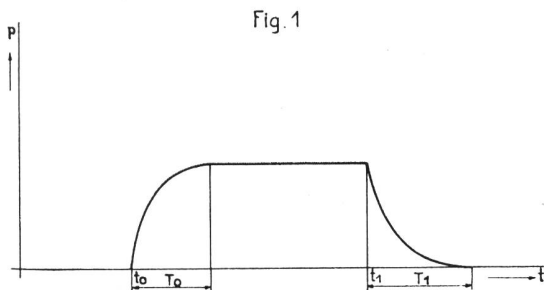


Fig. 1

Anhallen und Nachhallen machen sich nicht nur beim Ein- oder Ausschalten der Schallquelle bemerkbar, sondern allgemein immer dann, wenn die Tonhöhe oder die Lautstärke der Quelle verändert wird. Durch den Einfluss des Raumes werden also die akustischen Vorgänge mit einer gewissen „Trägheit“ behaftet. So wenig es möglich ist, einer bewegten Masse momentan eine andere Geschwindigkeit oder eine andere Richtung zu erteilen, so wenig ist es möglich, die Form oder den Betrag der in einem begrenzten Raum vorhandenen Schallenergie plötzlich, d. h. ohne Einschwingperiode, zu ändern.

Da die Schallenergie beim Ausschalten der Schallquelle exponentiell absinkt, würde sie theoretisch erst nach unendlich langer Zeit zu 0. Eine untere Grenze ist jedoch einerseits durch die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres, andererseits durch die stets vorhandenen Geräusche gegeben. Da diese beiden Grenzen aber nicht genau definiert sind, war es notwendig, den Abfall der Schallenergie zahlenmässig festzulegen. *Nachhallzeit* (nach W. C. Sabine) wird die Zeit genannt, die vom Augenblick des Abschaltens der Quelle an verstreicht, bis die den Raum erfüllende Schallenergie auf den 10^{-6} Teil ihres stationären Wertes gesunken ist.

4. Lautstärke und Schallempfindung.

Unter „Lautstärke“ versteht man die psychologische Wirkung eines Schallreizes auf das Gehirn (3). Der Zusammenhang zwischen der *Schallempfindung* und dem *Schallreiz* ist ausserordentlich kompliziert. Wichtig sind vor allem die folgenden Beziehungen:

1. Das Ohr hat eine *Reizschwelle*, d. h. es ist ein bestimmter minimaler Reiz nötig, um überhaupt eine Empfindung auszulösen. Diese Reizschwelle ist abhängig von der Tonhöhe. Für einen Ton der Frequenz 1000 p/s beträgt der kleinste gerade noch hörbare Schalldruck $0,000316 \mu\text{Bar}$ (definierter

funktion du temps. La pression acoustique augmente selon une fonction exponentielle pendant la période de saturation et diminue selon une fonction exponentielle pendant la période de réverbération. Les deux courbes sont complémentaires.

Les phénomènes de saturation et de réverbération ne s'observent pas seulement au moment où la source sonore entre en action ou cesse de fonctionner, mais dans tous les cas où la hauteur du son ou la puissance de la source sont modifiées. L'influence du local a donc pour effet de provoquer une certaine inertie dans le développement des phénomènes acoustiques. Pas plus qu'il n'est possible d'imprimer instantanément à une masse en mouvement une autre vitesse ou une autre direction, il n'est possible de modifier subitement, c'est-à-dire sans une période transitoire, la forme ou la quantité d'énergie acoustique d'une enceinte close.

Du fait qu'au moment où la source sonore cesse de fonctionner, l'énergie acoustique diminue en fonction exponentielle, elle ne devrait théoriquement revenir à zéro qu'après un temps infini. Cette action est cependant limitée, d'une part par la sensibilité de l'oreille humaine, d'autre part par le niveau de bruit. Comme ces deux limites ne peuvent pas être définies exactement, on a dû se servir de chiffres pour fixer la chute de l'énergie acoustique. D'après W. C. Sabine, la durée de réverbération est le temps qui s'écoule entre le moment où la source sonore cesse de fonctionner et celui où l'énergie acoustique remplissant l'enceinte close est descendue à la 10^{-6} partie de sa valeur stationnaire.

4. Force des sons et sensation acoustique.

On appelle „force du son“ l'effet psychologique produit par une excitation acoustique sur le cerveau (3). Le rapport existant entre la *sensation acoustique* et l'*excitation acoustique* est extraordinairement complexe. En voici les points les plus importants:

1° L'oreille a un *seuil d'audibilité*, c'est-à-dire qu'il lui faut une excitation minimum pour provoquer une sensation. Ce seuil d'audibilité dépend de la hauteur du son. Pour un son d'une fréquence de 1000 p/s, la pression la plus faible qui soit encore audible est $0,000316 \mu\text{Bar}$ (valeur définie du seuil d'audibilité d'après l'échelle phonique allemande). On se rend compte de ce que c'est peu lorsqu'on sait que l'amplitude vibratoire d'une particule d'air n'est plus, sous cette pression acoustique, que de 10^{-9} cm environ. Rappelons à titre de comparaison que le diamètre d'un atome d'hydrogène est d'environ 10^{-8} cm, soit 10 fois plus grand! L'oreille humaine est donc un instrument extraordinairement sensible.

2° D'après la loi de Weber-Fechner, la sensation acoustique varie comme le *logarithme* de l'excitation acoustique. C'est la raison pour laquelle on a adopté une mesure logarithmique (phone) pour indiquer la force d'un son. Cependant, ce rapport logarithmique n'est relativement exact que pour les fréquences d'environ 1000 p/s; il n'est pas applicable aux autres fréquences, en particulier aux basses fréquences.

La fig. 2 indique pour différentes fréquences le rapport existant entre la force L (sensation) et l'excitation R (d'après Fletcher-Munson).

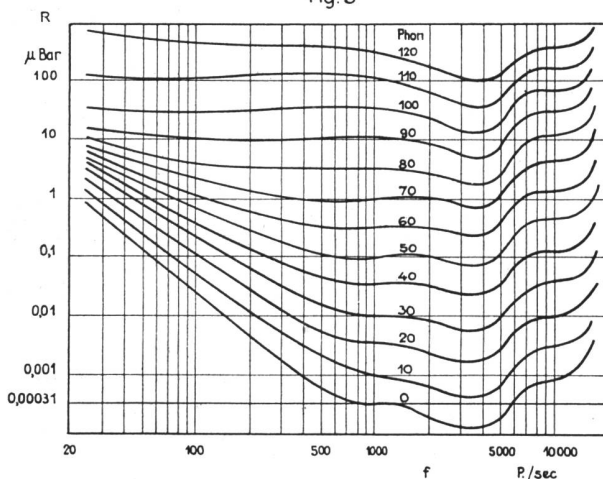
Schwellenwert für die deutsche Phonskala). Wie wenig das ist, geht daraus hervor, dass die Schwingungsamplitude eines Luftteilchens bei diesem Schalldruck nur noch ca. 10^{-9} cm beträgt. Vergleichsweise sei erwähnt, dass der Durchmesser eines Wasserstoffatoms ca. 10^{-8} cm beträgt, also 10mal grösser ist! Das menschliche Ohr ist somit ein ganz ausserordentlich empfindliches Instrument.

2. Nach dem Gesetz von Weber-Fechner besteht zwischen Schallreiz und Schallempfindung ein *logarithmischer Zusammenhang*. Das ist der Grund, weshalb auch für die zahlenmässige Angabe der Lautstärke ein logarithmischer Maßstab gewählt wurde (Phon). Dieser einfache logarithmische Zusammenhang ist allerdings nur angenähert für Frequenzen um 1000 p/s richtig, während er besonders für die tiefen Frequenzen nicht mehr stimmt.

Die Fig. 2 zeigt für verschiedene Frequenzen den Zusammenhang zwischen der Lautstärke (Empfindung) L und dem Reiz R (nach Fletcher-Munson).

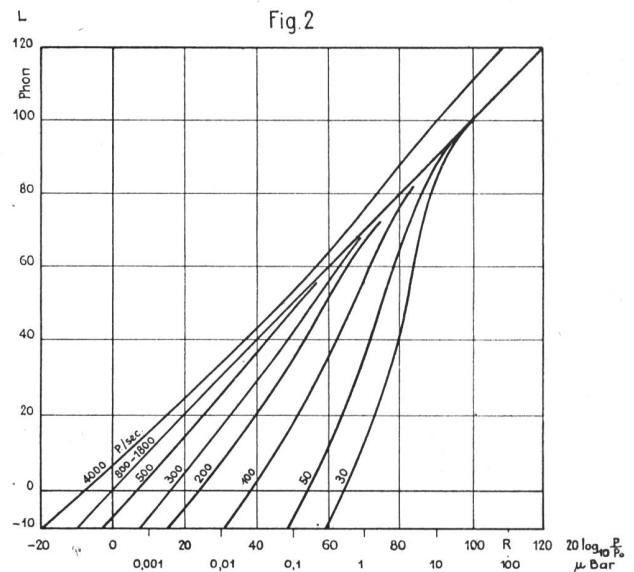
3. Sehr wichtig ist ferner die *Frequenzabhängigkeit des Ohres*. Fig. 3 stellt die Beziehung zwischen Frequenz f, Reiz R und Empfindung (Phon) noch auf eine etwas übersichtlichere Art dar (ebenfalls nach Fletcher-Munson). Die 0 Phon Kurve stellt dabei die Reizschwelle des Ohres bei den verschiedenen Frequenzen dar, die 120 Phon Kurve die „Schmerzgrenze“, d. h. die Reizstärke, bei der von einem eigentlichen „Hören“ nicht mehr gesprochen werden kann, wo der Schall nur noch als Schmerz „gefühl“ wird.

Fig. 3



Alle diese Erscheinungen gelten für den Dauerzustand. Bei nicht eingeschwungenen Zuständen treten noch einige andere Effekte auf; so wird z. B. beim plötzlichen Einschalten einer Tonquelle erst etwa 0,2 Sekunden nach dem Augenblick des Einschaltens die volle Lautstärkeempfindung erreicht.

Ferner sei noch auf die Maskierungs- oder Verdeckungserscheinungen hingewiesen. Wenn zwei Töne gleichzeitig auf das Ohr einwirken, so kann der eine den andern vollständig verdecken, so dass also subjektiv nur einer hörbar ist. Das gilt besonders für tiefe Töne, die höhere Töne viel stärker verdecken als umgekehrt.



3° Un autre facteur important est la *sensibilité de l'oreille aux différentes fréquences*. La fig. 3 montre d'une manière encore plus claire (également d'après Fletcher-Munson) le rapport existant entre la fréquence f, l'excitation R et la force (phones). La courbe 0 phone représente le seuil d'audibilité de l'oreille pour les différentes fréquences, la courbe 120 phones le seuil de sensation, c'est-à-dire l'excitation qui ne permet plus, à proprement parler, d'entendre, mais qui provoque plutôt une sensation douloureuse.

Tous ces phénomènes ne sont valables que pour l'état stationnaire. Durant la période transitoire, il se produit encore d'autres effets; ainsi par exemple, lorsqu'une source sonore entre brusquement en action, la sensation sonore complète n'est perçue qu'après 0,2 seconde environ.

Rappelons encore que les sons peuvent se masquer ou se couvrir. Lorsque deux sons agissent en même temps sur l'oreille, l'un des deux peut couvrir l'autre de manière que, subjectivement, l'oreille n'en perçoit qu'un seul. C'est le cas en particulier pour les sons graves qui couvrent les sons aigus beaucoup plus qu'ils ne sont couverts par eux.

Du fait que l'oreille fonctionne d'une façon non linéaire représentée aux fig. 2 et 3, un son quelconque y produit subjectivement des harmoniques qui, à leur tour, peuvent couvrir d'autres sons, etc.

Alors qu'au point de vue *physiologique* tous ces phénomènes s'expliquent clairement par le mécanisme de l'oreille (tympan, chaîne d'osselets, limaçon avec membrane basilaire), on en est réduit, pour ce qui concerne les phénomènes *psychologiques*, à s'appuyer en partie sur des théories plus ou moins satisfaisantes, en partie sur la simple constatation des faits. Le plus important est l'*audition binoculaire*. Les impressions que chaque oreille reçoit pour son compte sont transformées dans le cerveau en une impression d'ensemble, qui nous permet d'entendre en „plastique“ ou en „perspective“. Nous sommes ainsi en mesure de fixer la direction d'origine d'un son, même d'un son isolé choisi dans un mélange de fréquences excessivement compliqué

Durch das in den Fig. 2 und 3 dargestellte nicht-lineare Verhalten des Ohres wird bei der Einwirkung irgendeines Tones subjektiv eine ganze Reihe von Obertönen (harmonische) dieses Tones gebildet, die dann wieder andere Töne verdecken können.

Während alle diese Erscheinungen *physiologisch* durch den Ohrmechanismus (Trommelfell, Gehörknöchelchenreihe, Schnecke mit Basilarmembran) hinreichend erklärbar sind, ist man bei den ebenso wichtigen *psychologischen* Vorgängen zum Teil auf Theorien angewiesen, die mehr oder weniger befriedigen, zum Teil auf die blosse Feststellung der Tatsachen beschränkt. Wichtig ist hier vor allem das *zweiohrige (binaurale) Hören*. Die Eindrücke, die jedes Ohr für sich erhält, werden erst im Gehirn zu einem Gesamteindruck zusammengesetzt, der uns erlaubt, „plastisch“ oder „perspektivisch“ zu hören. Wir sind dadurch befähigt, die Richtung, aus der ein Ton kommt, festzustellen, und zwar auch für einen einzelnen Ton aus einem sehr komplizierten Frequenzgemisch heraus (z. B. Lokalisierung eines einzelnen Instrumentes in einem Orchester).

Von Wichtigkeit ist auch das *intelligente Hören*, d. h. die Fähigkeit, sich auf bestimmte Schalleindrücke besonders zu konzentrieren, so dass z. B. objektiv sehr starke Nebengeräusche (die sogar wesentlich lauter als der „Nutzschall“ selbst sein können) subjektiv sozusagen eliminiert werden können (4).

Durch neuere Untersuchungen (5) konnte nachgewiesen werden, dass die subjektiv empfundene „Klangfarbe“ verschiedener Musikinstrumente (z. B. Violine und Flöte) nicht so sehr durch den objektiven Gehalt an Oberschwingungen, als vielmehr fast ausschliesslich durch die auftretenden *Einschwingvorgänge* bedingt ist.

Für Sprachlaute sind diese massgebenden Einschwingzeiten sehr kurz (4—6 Millisekunden für reine Vokale), für Musikinstrumente sind sie erheblich länger (Trompete 20 msec, Klarinette 50—70 msec, Violine 80—120 msec).

In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass die unnatürliche, als dumpf empfundene Klangfarbe vieler Lautsprecher davon herrührt, dass sie nicht imstande sind, die Einschwingvorgänge richtig wiederzugeben, da ihre eigene Einschwingzeit länger ist als diejenige der wiederzugebenden Musikinstrumente.

5. Die elektrische Uebertragung von Schall.

Aus dem im Abschnitt 4 angedeuteten komplizierten Zusammenhang zwischen Schallreiz und empfundener Lautstärke geht hervor, dass es nicht einfach sein wird, die massgebenden Schallfeldgrößen derart zu übertragen, dass sich am Empfangsort wieder ein analoger Höreindruck ergibt.

Um beispielsweise das Konzert eines Orchesters vom Saal A in den Saal B absolut naturgetreu zu übertragen, wären theoretisch folgende Massnahmen zu treffen (6):

Zwischen Orchester und Publikum im Saal A müsste ein Vorhang angebracht werden, auf dem eine sehr grosse Anzahl von Mikrofonen gleichmässig verteilt wäre. Vorhang und Mikrophone

(par exemple le son particulier d'un instrument dans un orchestre).

Un autre facteur important est l'*audition intelligente*, c'est-à-dire la faculté de se concentrer particulièrement sur une impression acoustique spéciale, de manière que, par exemple, des *bruits secondaires* objectivement très forts (qui peuvent même être beaucoup plus forts que le son utile) puissent être pour ainsi dire subjectivement éliminés (4).

Des essais récents (5) ont permis de prouver que le timbre de divers instruments (par exemple le violon et la flûte) perçu subjectivement dépend moins du nombre des harmoniques qu'il contient que des *phénomènes transitoires*.

Pour la parole, la durée des phénomènes transitoires est très courte (4 à 6 millisecondes pour les voyelles); elle est beaucoup plus longue pour les instruments de musique (trompette 20 m/sec, clarinette 50 à 70 m/sec, violon 80 à 120 m/sec).

Disons à ce propos que le timbre peu naturel et assourdi de certains haut-parleurs provient du fait que ces appareils ne sont pas en mesure de reproduire exactement les phénomènes transitoires, leur période transitoire propre étant plus longue que celle des instruments de musique à reproduire.

5. Transmission électrique du son.

Il ressort de ce qui a été dit au chapitre 4 sur le rapport compliqué existant entre l'excitation acoustique et la force du son qu'il n'est pas facile de transmettre les caractéristiques d'un champ acoustique de telle manière que ce champ produise à la réception une impression acoustique analogue à celle produite à l'émission.

Par exemple, pour transmettre tout à fait fidèlement un concert d'orchestre d'une salle A dans une salle B, il faudrait, théoriquement, prendre les mesures suivantes (6):

Il faudrait installer dans la salle A, entre l'orchestre et le public, un rideau sur lequel se trouveraient répartis régulièrement un grand nombre de microphones. La nature de ce rideau et de ces microphones devrait être telle qu'elle n'influence en rien le champ acoustique.

Dans la salle B, qui devrait être de même forme et de même grandeur que la salle A, il faudrait installer un rideau analogue avec un même nombre de haut-parleurs.

Chaque microphone devrait être relié à un haut-parleur par un système transmetteur (ligne ou radio), exempt de distorsion. Les microphones et les haut-parleurs devraient aussi travailler sans distorsion.

Des essais entrepris en Amérique ont prouvé (6) que 3 systèmes transmetteurs indépendants donnent un résultat à peu près parfait, car il est possible, aujourd'hui déjà, de construire des microphones et des haut-parleurs ainsi que des systèmes transmetteurs pratiquement exempts de distorsion.

Les conditions dans lesquelles se sont effectués ces essais (3 systèmes transmetteurs indépendants, 2 locaux aussi semblables que possible pour l'émission et la réception, des microphones et des haut-parleurs exempts de distorsion) peuvent donc être considérées comme un optimum.

müssten dabei von solcher Beschaffenheit sein, dass sie das Schallfeld in keiner Weise beeinflussen.

Im Saal B, der von gleicher Grösse und Form wie der Saal A sein müsste, würde sich ein ähnlicher Vorhang befinden, auf dem sich jedoch eine gleiche Anzahl Lautsprecher befinden würde.

Jedes Mikrophon müsste durch ein besonderes verzerrungsfreies Uebertragungssystem (Leitung oder drahtlose Verbindung) mit dem entsprechenden Lautsprecher verbunden werden. Mikrophone und Lautsprecher müssten ebenfalls verzerrungsfrei arbeiten.

Mit einem grossangelegten Versuch wurde in Amerika der Beweis erbracht (6), dass schon 3 unabhängige Uebertragungssysteme ein nahezu vollkommenes Resultat ergeben. Es ist ja heute möglich, sowohl Mikrophone und Lautsprecher, als auch Uebertragungssysteme praktisch verzerrungsfrei zu bauen.

Die Bedingungen dieses Versuches (3 unabhängige Uebertragungssysteme, 2 möglichst identische Räume für Original und Wiedergabe, verzerrungsfreie Mikrophone und Lautsprecher) können daher als optimal betrachtet werden.

Bei einer gewöhnlichen, hochwertigen Rundspruch-Uebertragung kann mit genügender Annäherung angenommen werden (günstigste Verhältnisse vorausgesetzt), dass:

1. Mikrophone und Lautsprecher verzerrungsfrei sind,
2. das Uebertragungssystem verzerrungsfrei ist. Jedoch sind:
3. Aufnahme- und Wiedergaberaum verschieden in Form und Grösse,
4. es ist nur ein einziges Uebertragungssystem vorhanden.

Der Einfluss der ungleichen Verhältnisse von Aufnahme- und Wiedergaberaum ist nicht schwerwiegend. Er erfordert jedoch Berücksichtigung bei der Projektierung des Aufnahme- und Wiedergaberaumes (siehe Abschnitt 8. 3. 1).

Eine wichtige Rolle spielen dabei auch die Lautstärkenunterschiede bei Aufnahme und Wiedergabe, da die Frequenzabhängigkeit des Ohres von der Lautstärke abhängig ist (vgl. Fig. 3).

Wenn beispielsweise ein Sprecher mit ziemlich leiser Stimme aus kurzer Entfernung ein Mikrophon bespricht und die Wiedergabe in einem mittelhohen Raum erfolgt, die Wiedergabelautstärke infolgedessen erheblich grösser ist als die Originallautstärke, so wird die Wiedergabe unangenehm dumpf tönen. (Wenn der Sprecher selbst seine Lautstärke erhöht, d. h. lauter spricht, so verschiebt sich auch sein Frequenzspektrum nach oben) (7). Der umgekehrte Fall tritt ein, wenn ein grosses Orchester in einem Zimmer mit stark verminderter Lautstärke reproduziert wird. Die Wiedergabe tönt dann farblos und dünn. Es gibt Radioempfänger, bei denen für diesen Fall ein Korrekturglied vorgesehen ist.

Weitaus am fühlbarsten ist die Verwendung nur eines einzigen Uebertragungssystems, was dem *einohrigen Hören* gleichkommt. „Plastisches“ oder „perspektivisches“ Hören, sowie „intelligentes“ Hören ist nicht mehr möglich. Deshalb machen sich in

Actuallement, pour une émission de radiodiffusion de haute qualité, on peut admettre (sous réserve de conditions très favorables):

- 1° que le microphone et le haut-parleur sont exempts de distorsion;
- 2° que le système transmetteur est exempt de distorsion; alors que, d'autre part,
- 3° le local d'émission et celui de réception sont de formes et de grandeurs différentes;
- 4° on a recours à un seul système transmetteur.

Le fait que les conditions des locaux sont différentes n'a pas une très grande influence; cependant, il faut en tenir compte lors de l'établissement des projets de studios (voir chapitre 8. 3. 1.).

La différence entre l'intensité à l'émission et l'intensité à la réception joue par contre un rôle important, car c'est d'elle que dépend la sensibilité de l'oreille aux différentes fréquences (voir fig. 3).

Par exemple, lorsqu'un orateur parle à voix basse à une faible distance d'un microphone et que la réception a lieu dans un local de grandeur moyenne, et que, par conséquent, l'intensité du son à la réception est passablement plus élevée que l'intensité du son à l'origine, la réception donnera un son creux très désagréable à l'oreille. (Si l'orateur augmente lui-même l'intensité du son en élevant la voix, le spectre des fréquences se déplace vers les hautes fréquences) (7). Le cas contraire se produit lorsqu'un morceau joué par un grand orchestre est reproduit dans une chambre avec une intensité de son très réduite. La réception est alors pauvre et sans relief. Il existe des récepteurs radio équipés pour ce cas d'un correcteur spécial.

L'oreille est le plus sensible à l'emploi d'un seul système transmetteur qui équivaut à une *audition monauriculaire*. L'audition en „plastique“ ou en „perspective“, de même que l'audition „intelligente“ sont alors exclues. C'est pourquoi les défauts acoustiques d'un studio sont beaucoup plus perceptibles que ceux d'une salle de concert.

6. Principes de l'acoustique des salles.

Les conditions acoustiques d'une salle sont déterminées principalement par ses fréquences propres, ses proportions géométriques et sa durée de réverbération.

6. 1. *Fréquences propres*. Un volume d'air limité par des surfaces quelconques est un milieu susceptible de vibrer et, comme tous les corps vibratoires en général, de présenter des fréquences de résonance naturelles ou fréquences propres.

Pour un local rectangulaire, il est facile de calculer les fréquences propres t_e (8)

$$t_e = \frac{c}{2} \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} \right)^{1/2}$$

c = vitesse de propagation.

a, b, c = longueur, largeur et hauteur du local.

x, y, z = nombres entiers positifs.

Plus le local est grand, plus ses fréquences propres sont basses. Ainsi, pour un local de $20 \times 15 \times 10$ m, la fréquence propre la plus basse est 8,5 p/s, les fréquences supérieures suivantes sont 11,3, 14,2, 17, 20,4, etc. Les fréquences supérieures se rapprochent ainsi de plus en plus les unes des autres,

einem Studio Mängel in der akustischen Raumbestaltung viel empfindlicher bemerkbar als in einem Konzertsaal.

6. Grundlagen der Raumakustik.

Das akustische Verhalten eines Raumes ist im wesentlichen bestimmt durch seine Eigenfrequenzen, seine geometrischen Proportionen (Echos usw.) und seinen Nachhall.

6. 1. *Eigenfrequenzen*: Ein durch irgendwelche Begrenzungsflächen eingeschlossenes Luftvolumen ist ein schwingungsfähiges Gebilde, das, wie allgemein jeder schwingungsfähige Körper, natürliche Resonanzfrequenzen (Eigenfrequenzen) aufweist.

Für quaderförmige Räume (nur rechte Winkel) sind die Eigenfrequenzen t_e leicht berechenbar (8):

$$t_e = \frac{c}{2} \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} \right)^{1/2}$$

c = Schallgeschwindigkeit

a, b, c = Länge, Breite, Höhe des Raumes

x, y, z = ganze, positive Zahlen.

Je grösser der Raum ist, desto tiefer liegen seine Eigenfrequenzen. Für einen Raum von $20 \times 15 \times 10$ m beträgt beispielsweise die tiefste Eigenfrequenz 8,5 p/s, die nächst höhern sind 11,3, 14,2, 17, 20,4 usw. Nach oben liegen die Eigenfrequenzen immer näher beisammen, schliesslich liegen innerhalb 1 p/s eine ganze Anzahl Eigenfrequenzen. Schon für Räume dieser Grösse spielen sie also innerhalb des in Frage kommenden Frequenzbereiches keine Rolle mehr; das Verhalten des Raumes kann als kontinuierlich angesehen werden.

Für kleine Räume liegen die Verhältnisse anders. Ein kleiner Ansageraum, $2 \times 2 \times 3$ m gross, hat folgende Eigenfrequenzen:

$$56,5, 85, 102, 120 \text{ p/s usw.}$$

Hier liegen sie nun innerhalb des übertragenen Frequenzbandes und können sich ausserordentlich störend bemerkbar machen. So kleine Räume müssen also sehr sorgfältig gedämpft werden, wenn sie brauchbar sein sollen.

6. 2. *Geometrische Proportionen*. Im Gegensatz zum *Nachhall*, den man sich als eine völlig ungeordnete gleichmässige Durchsetzung des Raumes mit Schall vorzustellen hat, besteht das *Echo* aus einem konzentrierten Rückwurf von Schallstrahlen von einer bestimmten Stelle. Diese Differenzierung ist besonders bei Studioräumen viel richtiger, als eine bloss Unterscheidung nach der zeitlichen Aufeinanderfolge.

Bei grösseren Konzertsälen ist es fast immer erforderlich, stark reflektierende Flächen derart anzuordnen, dass auch die hintern Zuschauerreihen genügend mit Schall versorgt werden. Der direkte Schall wird durch die vordern Zuschauerreihen zu stark absorbiert. Ein typisches Beispiel dafür sind die sog. Parabelsäle, wie die „Salle Pleyel“ in Paris usw. (9). Bei der Projektierung derartiger Räume muss vor allem dafür gesorgt werden, dass die Wegdifferenzen zwischen direktem und reflektiertem Schall nicht zu gross werden, da zu spät eintreffender reflektierter Schall das Klangbild verwischt. Man spricht von einer „Verwischungsschwelle“, die für weltliche Musik nicht mehr als 0,035 Sekunden, für Kirchenmusik nicht mehr als

si bien qu'il s'en trouve finalement toute une série dans 1 p/s. Dans les locaux de la grandeur indiquée, elles ne jouent déjà plus aucun rôle dans la bande de fréquences entrant en considération; on peut donc admettre que le local se comporte avec continuité.

Les conditions sont différentes pour les petits locaux. Un petit studio pour conférences, de $2 \times 2 \times 3$ m, a les fréquences propres suivantes:

$$56,5, 85, 102, 120 \text{ p/s, etc.}$$

Elles se maintiennent ainsi à l'intérieur de la bande de fréquences transmise et sont extraordinairement gênantes. Des locaux aussi petits doivent donc être très soigneusement amortis si l'on veut pouvoir les utiliser.

6. 2. *Proportions géométriques*. Contrairement à la *réverbération* qu'on peut se représenter comme un passage régulier entièrement désordonné du son à travers le local, l'*écho* consiste en une réflexion concentrée de rayons sonores à partir d'un point déterminé. Cette différenciation, en particulier pour les studios, est beaucoup plus exacte qu'une simple distinction faite suivant le temps que les phénomènes mettent à se succéder.

Dans les grandes salles de concert, il est presque toujours indiqué de disposer de surfaces fortement réfléchissantes de telle manière que les dernières rangées d'auditeurs entendent suffisamment. Le son direct est beaucoup trop absorbé par les premiers rangs d'auditeurs. Les salles dites salles paraboliques, comme la „Salle Pleyel“ à Paris (9), en offrent un exemple typique. En établissant les projets de locaux de ce genre, on doit veiller avant tout à ce que la différence des chemins à parcourir par le son direct et le son réfléchi ne soit pas trop grande afin d'éviter que le retard du son réfléchi ne détruise l'harmonie de son. On a ainsi un „seuil d'effacement“, qui ne doit pas dépasser 0,035 seconde pour la musique profane et 0,042 seconde pour la musique religieuse, ce qui correspond à une différence de chemin de 12 à 14,3 mètres (10).

Les locaux des studios peuvent être considérés d'un tout autre point de vue. Dans une salle de concert, le public est le facteur principal, alors que, dans un studio, il fait presque toujours complètement défaut. Même si l'on prévoit dans un grand studio de la place pour quelques centaines d'auditeurs, il ne sera jamais nécessaire d'en tenir compte spécialement pour la conformation de la salle. On peut donc choisir sans autre les formes de local les plus simples. On doit absolument éviter les surfaces incurvées, en particulier les surfaces concaves qui provoquent des concentrations de rayons très gênantes (phénomènes focaux). Nous avons déjà vu au chapitre 3 que, pour pouvoir réfléchir le son, une paroi doit avoir des dimensions beaucoup plus grandes que la longueur de l'onde sonore. Les dimensions d'une surface incurvée sont déterminées par le rayon de la courbe. Ainsi, certaines surfaces concaves de courbure appropriée peuvent avoir un effet sélectif, c'est-à-dire que les phénomènes focaux ne s'y font sentir que pour certaines bandes de fréquences, alors que les longues ondes n'en sont pas sensiblement influencées.

0,042 Sekunden, entsprechend Wegdifferenzen von 12 und 14,3 Meter, betragen darf (10).

Studioräume können von einem ganz andern Gesichtspunkt betrachtet werden. In einem Konzertsaal ist das Publikum das Primäre, in einem Studio fehlt es meistens ganz. Auch wenn Platz für einige hundert Zuhörer vorgesehen wird, wird es nie nötig werden, in der Raumgestaltung darauf besonders Rücksicht zu nehmen. Es können also ohne weiteres ganz einfache Raumformen verwendet werden.

Gekrümmte, besonders konkave Flächen sind unbedingt zu vermeiden, da sie sehr schädliche Schallkonzentrationen (Fokuserscheinungen) zur Folge haben können. Wie schon im Abschnitt 3 erwähnt wurde, muss eine Fläche gross sein im Vergleich zur Schallwellenlänge, damit sie überhaupt reflektieren kann. Als Ausdehnung gilt bei einer gekrümmten Fläche der Krümmungsradius. Konkave Flächen von geeigneter Krümmung können also auch selektiv wirken, d. h. sie haben nur für einen bestimmten Frequenzbereich Fokuserscheinungen zur Folge, während längere Wellen nicht merklich beeinflusst werden.

Es ist besonders wichtig, gekrümmte Decken zu vermeiden, da hier meist sehr grosse Krümmungsradien in Frage kommen.

6. 3. *Nachhall*. Für ein Studio ist die Nachhallzeit bei den verschiedenen Frequenzen bei weitem das wichtigste akustische Kennzeichen.

Die Grundgesetze des Nachhalls wurden schon von W. C. Sabine formuliert. Sie lauten:

1. Die Nachhallzeit ist für alle Punkte eines Raumes dieselbe.

2. Die Nachhallzeit ist unabhängig vom Standort der Schallquelle und des Schallempfängers im Raum.

Diese beiden Sätze gelten streng nur, wenn die linearen Abmessungen des Raumes gross sind im Vergleich zur Wellenlänge und wenn alle Begrenzungsflächen gleich absorbieren. Es ist festgestellt worden, dass für Frequenzen von über 435 p/s die Ortsunabhängigkeit schon für Räume von über 200 m³ erfüllt ist, sofern alle Wände ungefähr gleich absorbieren (11).

3. Die Wirkung von Dämpfungsmaterial auf die Nachhallzeit ist nahezu unabhängig vom Ort, an dem das Material angebracht wird.

Auch dieser Satz gilt um so strenger, je besser das Dämpfungsmaterial verteilt ist.

Die Nachhallzeit eines Raumes ist nur abhängig vom Raumvolumen und von der Dämpfung. Die von W. C. Sabine stammende Formel lautet:

$$T = k \frac{V}{a}$$

T = Sabine'sche Nachhallzeit in Sekunden (vgl. Abschnitt 3).

V = Raumvolumen.

a = $a_1 S_1 + a_2 S_2 + a_3 S_3 + \dots$

a_1 = Absorptionskoeffizient des Materials 1.

S_1 = Fläche des Materials 1.

k = 0,162, wenn V in m³ und S in m² eingesetzt wird.

Diese Beziehung gilt für Räume, die grösser sind als ungefähr 200 m³, unter der Voraussetzung, dass die Dämpfung annähernd gleichmässig verteilt ist.

Il faut particulièrement éviter les plafonds en forme de voûte du fait que, généralement, de très grands rayons de courbe entrent en ligne de compte.

6. 3. *Réverbération*. Pour un studio, la durée de réverbération des différentes fréquences est le facteur acoustique le plus important.

W. C. Sabine avait déjà énoncé les lois fondamentales de la réverbération:

1° La durée de réverbération est la même pour tous les points d'une enceinte close.

2° La durée de réverbération est indépendante de la position de la source sonore et du récepteur de son dans l'enceinte close.

Ces deux lois ne s'appliquent intégralement que lorsque les dimensions linéaires du local sont grandes par rapport à la longueur d'onde et que toutes les surfaces limitant l'enceinte ont à peu près le même coefficient d'absorption. On a déterminé que, pour les fréquences supérieures à 435 p/s, la position de la source ne jouait plus aucun rôle dans un local de plus de 200 m³ à condition que toutes les parois absorbent le son à peu près dans la même mesure (11).

3° L'effet du matériau absorbant sur la durée de réverbération est presque indépendant du lieu où l'on place ce matériau.

Cette loi s'applique d'autant plus intégralement que le matériau absorbant est mieux réparti.

La durée de réverbération dépend exclusivement du volume du local et de l'amortissement. C. W. Sabine a énoncé la formule

$$T = k \frac{V}{a}$$

T = durée de réverbération en secondes suivant Sabine (voir chapitre 3).

V = volume du local.

a = $a_1 S_1 + a_2 S_2 + a_3 S_3 + \dots$

a_1 = coefficient d'absorption du matériau 1.

S_1 = surface du matériau 1.

k = 0,162.

V étant donné en m³ et S en m².

Ce rapport s'applique aux locaux qui sont plus grands que 200 m³ environ, à la condition que l'amortissement soit à peu près uniformément réparti. Lorsque ce n'est pas le cas, la limite est passablement plus élevée.

En outre, la formule de Sabine s'applique seulement dans le cas où le coefficient d'absorption moyen n'est pas supérieur à 0,2. Pour les locaux à fort amortissement, on doit appliquer la formule plus étendue de C. F. Eyring (12):

$$T = k \frac{V}{-S \log_e \left(1 - \frac{a}{S} \right)}$$

La lettre a de la formule de Sabine a été remplacée par l'expression $-S \cdot \log_e \left(1 - \frac{a}{S} \right)$, d'où il résulte que, lorsque $\frac{a}{S}$ est plus petit que 0,1, les deux formules sont pratiquement identiques.

Ces formules sont faciles à appliquer et donnent des résultats très satisfaisants à condition que les valeurs de a, c'est-à-dire les coefficients d'absorption des matériaux employés, soient connues avec assez de précision.

Wenn das nicht der Fall ist, liegt die Grenze entsprechend höher.

Ferner gilt die Sabine'sche Formel nur für den Fall, dass der mittlere Absorptionskoeffizient $\frac{a}{S}$ nicht grösser ist als 0,2. Für stärker gedämpfte Räume muss die von C. F. Eyring (12) erweiterte Formel benützt werden:

$$T = k \frac{V}{-S \log_e \left(1 - \frac{a}{S}\right)}$$

An Stelle von a in der Sabine'schen Formel ist nun der Ausdruck $-S \cdot \log_e \left(1 - \frac{a}{S}\right)$ getreten. Es folgt daraus, dass für $\frac{a}{S}$ kleiner als 0,1 die beiden Formeln praktisch identisch werden.

Diese Formeln sind leicht anzuwenden und geben sehr brauchbare Resultate, vorausgesetzt, dass a , d. h. die Absorptionskoeffizienten der verwendeten Materialien, mit genügender Genauigkeit bekannt sind.

7. Absorption.

Aus den Ausführungen des Abschnittes 6 geht hervor, dass die Akustik eines Raumes zu einem überwiegenden Teil durch die Absorptionseigenschaften seiner Begrenzungsflächen gegeben ist.

Diese Eigenschaften hängen nun sehr stark vom Material ab, so dass eine genaue Kenntnis seines akustischen Verhaltens unerlässlich ist. Man unterscheidet zwischen nicht-porösen und porösen Stoffen.

7. 1. *Nicht poröse Stoffe.* In die Klasse der nicht porösen Stoffe gehört der Grossteil der Materialien wie Ziegel, Beton, Gips, Holz, Glas, Linoleum usw. Absorption kommt dadurch zustande, dass ein Teil der Energie, die in einer auf einen Körper auftreffenden Schallwelle enthalten ist, in Wärme übergeführt wird (vgl. Abschnitt 3).

Die einfallende Schallwelle erzeugt Longitudinalschwingungen des Materials, die sich je nach der innern Reibung des Stoffes mehr oder weniger weit fortpflanzen. Voraussetzung dabei ist, dass das Material so dick ist oder so gut befestigt ist, dass es selber nicht als Membrane schwingen kann. Bei derartigen Stoffen hängt die Absorption offenbar fast nur davon ab, ein wie grosser Anteil der auftreffenden Schallwelle nicht reflektiert wird. Da alle diese Materialien ganz erheblich härter sind als Luft, werden sie naturgemäss immer sehr stark reflektieren und nur wenig absorbieren.

Fig. 4 zeigt die Absorptionskoeffizienten einiger nicht poröser Stoffe. (Werte nach P. E. Sabine.)

- Kurve 1 Ziegelmauer, bemalt.
 „ 2 Ziegelmauer, unbemalt.
 „ 3 Holztäfelung, 12 mm.
 „ 4 Verputz auf Holzlatten, rauhe Oberfläche.
 „ 5 Verputz auf Holzlatten, glatte Oberfläche.

Wenn das Material dünn ist und so befestigt wird, dass es durch die auftreffenden Schallwellen in membranartige Schwingungen versetzt werden kann, verhält es sich in akustischer Beziehung vollständig anders. Die Absorptionskoeffizienten werden sehr viel grösser; sie zeigen für eine bestimmte

7. Absorption.

Il ressort de ce qui a été dit au chapitre 6 que l'acoustique d'un local est donnée essentiellement par les propriétés absorbantes des surfaces qui le limitent.

Ces propriétés dépendent dans une très forte mesure des matériaux employés, de sorte qu'il est indispensable de connaître exactement comment ils se comportent au point de vue acoustique. On distingue des matières non poreuses et des matières poreuses.

7. 1. *Matières non poreuses.* La plupart des matériaux, la brique, le béton, le gypse, le bois, le verre, le linoleum, etc., appartiennent à la classe des matières non poreuses. L'absorption résulte du fait qu'une partie de l'énergie contenue dans l'onde sonore qui frappe le corps est transformée en chaleur (voir chapitre 3).

L'onde sonore en frappant le matériau y provoque des vibrations longitudinales qui se propagent plus ou moins, suivant le frottement interne de la matière, à condition que ce matériau soit assez épais et assez bien fixé pour ne pas vibrer lui-même comme une membrane. Il est évident que pour les matières de ce genre, l'absorption dépend presque uniquement de la proportion des ondes qui ne sont pas réfléchies. Comme tous ces matériaux sont beaucoup plus durs que l'air, ils réfléchissent naturellement toujours très fort et absorbent très peu.

La fig. 4 indique le coefficient d'absorption de quelques matières non poreuses (d'après Sabine).

Courbe 1 mur en briques peint.

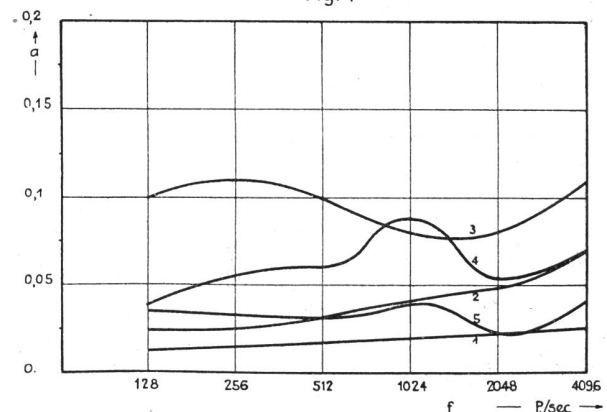
„ 2 „ „ „ brut.

„ 3 lambrissage en bois 12 mm.

„ 4 lattis enduit brut.

„ 5 „ „ glacé.

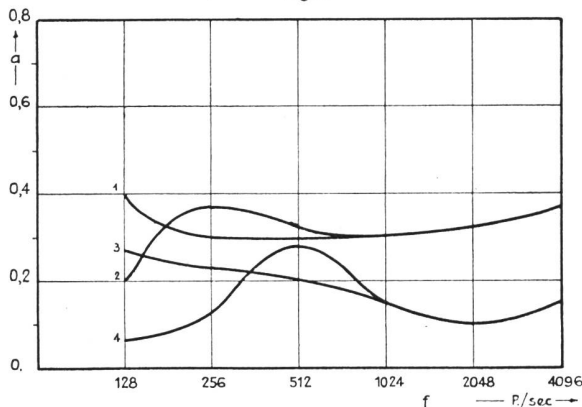
Fig. 4



Lorsque le matériau est mince et fixé de façon que les ondes sonores qui le frappent puissent le faire vibrer comme une membrane, il se comporte, au point de vue acoustique, d'une manière tout à fait différente. Les coefficients d'absorption deviennent beaucoup plus grands et indiquent un maximum pour une fréquence de résonance donnée. Cette fréquence de résonance est déterminée, d'une part par les propriétés élastiques de la plaque en vibration, d'autre part par l'épaisseur du coussin d'air séparant la plaque vibrante de la paroi rigide. Du fait que le matériau effectue surtout des vibra-

Resonanzfrequenz ein Maximum. Diese Resonanzfrequenz ist einerseits durch die elastischen Eigenschaften der schwingenden Platte selbst, andererseits durch die Dicke des zwischen schwingender Platte und starrer Wand befindlichen Luftpolsters gegeben. Dadurch, dass das Material im wesentlichen Biegungsschwingungen ausführt, deren Amplitude wesentlich grösser ist als diejenige der oben erwähnten Longitudinalschwingungen, wird die absorbierte Energie bedeutend grösser.

Fig. 5



Die Fig. 5 zeigt, wie durch Veränderung des Luftpolsters zwischen der schwingenden Platte und der starren Wand der Frequenzgang des Absorptionskoeffizienten beeinflusst werden kann. Es ist zu beachten, dass der Ordinatenmaßstab der Fig. 5 viermal grösser ist als der der Fig. 4.

Kurve 1 Holzfaserplatten (Celotex, Xylotin usw.) in schwingungsfähiger Anbringung auf Latten, 7 cm Luftpolster.

„ 2 Dasselbe, 1 cm Luftpolster.

„ 3 Sperrholz, 4 mm in schwingungsfähiger Anbringung auf Latten, 8 cm Luftpolster.

„ 4 Dasselbe, 2 cm Luftpolster.

(Die Werte der Fig. 5 wurden von der RRG in Berlin mitgeteilt.)

7. 2. *Poröse Stoffe.* Beim Auftreffen einer Schallwelle auf einen porösen Stoff bleibt als schwingendes Medium, d. h. als Schallträger, die Luft. Das Material schwingt also in keiner Weise mit. Die schwingenden Luftteilchen werden durch Reibung in den Poren des Materials gebremst.

Die wesentlichen Eigenschaften, die den Absorptionskoeffizienten eines porösen Materials bestimmen, sind seine *Porosität* und seine *Dicke*. Unter Porosität versteht man das Verhältnis der „Lochfläche“ zur gesamten Fläche. Der Absorptionskoeffizient steigt nach einer bestimmten Relation mit steigender Porosität (13).

Von ausschlaggebender Bedeutung ist die Dicke des Materials. Die Absorption wird ein Maximum, wenn die Dicke des Materials gerade $\lambda/4$ beträgt; für geringere Dicken fällt die Absorption sehr rasch. Fig. 6 zeigt als Beispiel den Absorptionskoeffizienten von Watte in Funktion der Dicke d bei einer Frequenz von 1700 p/s (14). Um mit Watte bei 100 p/s einen Absorptionskoeffizienten von 0,9 zu erreichen, müsste also die Dicke auf 85 cm gesteigert werden.

tions par flexions dont l'amplitude est beaucoup plus grande que celle des vibrations longitudinales, l'énergie absorbée est passablement plus élevée.

La fig. 5 montre dans quelle mesure on peut influencer sur la caractéristique de fréquence du coefficient d'absorption en modifiant le coussin d'air qui sépare la plaque vibrante de la paroi rigide. Il faut tenir compte que l'échelle des coordonnées de la fig. 5 est 4 fois plus grande que celle de la fig. 4. Courbe 1 plaques de fibre de bois (celotex, xylotin, etc.) fixées sur des lattes de manière à pouvoir vibrer, coussin d'air 7 cm.

„ 2 idem, coussin d'air 1 cm.

„ 3 panneaux de bois contreplaqué, 4 mm, fixés sur des lattes de manière à pouvoir vibrer, coussin d'air 8 cm.

„ 4 idem, coussin d'air 2 cm.

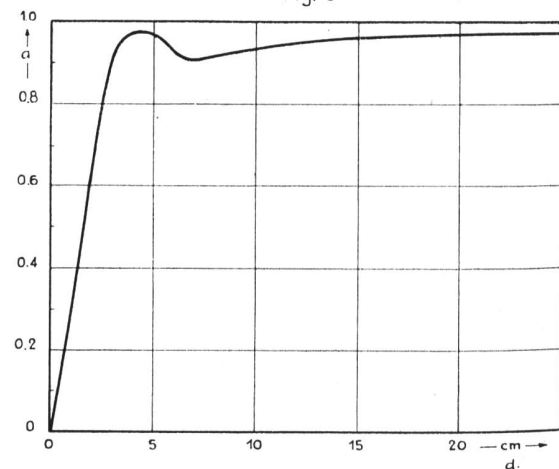
(Les valeurs de la fig. 5 nous ont été communiquées par la RRG à Berlin.)

7. 2. *Matières poreuses.* Lorsqu'une onde sonore frappe une matière poreuse, le milieu vibratoire, c'est-à-dire le véhicule du son, reste constitué par l'air. Le matériau n'entre en aucune façon en vibrations. Les particules d'air en vibration sont freinées par frottement dans les pores du matériau.

Les facteurs qui déterminent essentiellement les coefficients d'absorption d'un matériau poreux sont sa *porosité* et son *épaisseur*. On entend par porosité le rapport entre la surface de l'orifice des pores et la surface totale. Le coefficient d'absorption augmente selon un certain rapport en même temps que la porosité (13).

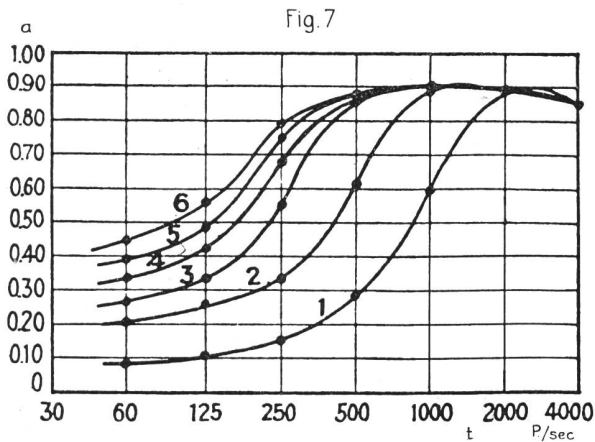
L'épaisseur du matériau joue un rôle décisif. L'absorption atteint son maximum lorsque l'épaisseur du matériau est exactement $\lambda/4$; pour des épaisseurs inférieures, l'absorption tombe très rapidement. La fig. 6 montre comme exemple le coefficient d'absorption de l'ouate en fonction de l'épaisseur d à une fréquence de 1700 p/s (14). Pour atteindre avec de l'ouate un coefficient d'absorption de 0,9 pour 100 p/s, il faudrait lui donner une épaisseur de 85 cm.

Fig. 6



La fig. 7 montre les coefficients d'absorption de différentes épaisseurs de feutre en fonction de la fréquence. Les chiffres des courbes indiquent l'épaisseur en pouces (25,4 mm) (15).

Fig. 7 zeigt die Absorptionskoeffizienten von Haarfilz verschiedener Dicken in Funktion der Frequenz. Die Zahlen bei den Kurven geben die Dicken des Filzes in Zoll (25,4 mm) an (15).



Sehr wichtig ist auch die Lage des porösen Stoffes in bezug auf die reflektierende Wand. An dieser Wand bilden sich stehende Wellen aus; direkt an der Wand hat die Schallschnelle ein Minimum, in einer Entfernung von $\lambda/4$ ist sie ein Maximum, in $\lambda/2$ wieder ein Minimum usw. Ein poröser Stoff, dessen Dicke im Verhältnis zur Wellenlänge klein ist, wird also direkt an der reflektierenden Wand sehr viel weniger absorbieren als an den Orten, wo die Schallschnelle ein Maximum erreicht. Fig. 8 zeigt den Absorptionskoeffizienten für Filz von 12 mm Dicke in verschiedenen Entfernungen x (ausgedrückt in Wellenlängen) von einer reflektierenden Wand (14).

Poröse Stoffe werden also durchwegs Absorptionskoeffizienten aufweisen, die mit steigender Frequenz ebenfalls steigen. Grob angenähert ist der Absorptionskoeffizient proportional der Quadratwurzel aus der Frequenz. Durch Verwendung von Vorhängen, selbst wenn sie reichlich dick sind und in einem gewissen Abstand von der reflektierenden Wand angebracht werden, kann nur eine Absorption der hohen Frequenzen erreicht werden; die tiefen Frequenzen werden praktisch dadurch überhaupt nicht beeinflusst (vgl. die Figuren 6, 7 und 8).

Bei sehr vielen Dämpfungsmaterialien kommen poröse und nicht poröse Absorption kombiniert vor. Es ist gerade in jüngster Zeit versucht worden, in dieser Richtung noch weiter zu gehen. Fig. 9, Kurve 1 zeigt die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für gespannten Zeltstoff, 2×4 m gross, 350 g/m^2 schwer, dahinter ca. 4 cm lose Baumwollwatte (16). Ein ähnliches Resultat lässt sich erzielen durch Abdecken von Mineralwolle (poröser Stoff) mit schwingungsfähigem, perforiertem Sperrholz (Fig. 9, Kurve 2). (Werte von der RRG Berlin mitgeteilt.)

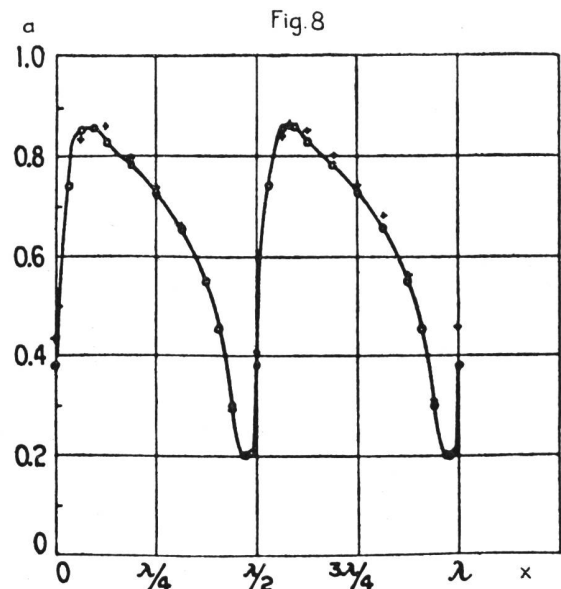
Durch Verwendung von porösen und nicht porösen, schwingungsfähig angebrachten Stoffen, sowie durch Kombinationen dieser beiden Möglichkeiten lässt sich innerhalb recht weiter Grenzen jeder beliebige Absorptionskoeffizient mit jeder beliebigen Frequenzabhängigkeit erreichen.

7. 3. *Absorption in Luft.* Bei den hohen Frequenzen erreicht die Absorption, die der Schall in

Un autre facteur très important est la position de la matière poreuse par rapport à la paroi réfléchissante. Il se forme sur cette paroi des ondes stationnaires. Directement à la paroi, la vitesse du son a une valeur minimum; à une distance de $\lambda/4$, elle atteint un maximum, revient à un minimum à $\lambda/2$, etc. Une matière poreuse d'une épaisseur relativement petite comparée à la longueur d'onde absorbera beaucoup moins placée directement sur la paroi que placée à un endroit où la vitesse du son atteint un maximum. La fig. 8 montre le coefficient d'absorption d'une couche de feutre de 12 mm d'épaisseur placée à différentes distances x (exprimées en longueurs d'ondes) d'une paroi réfléchissante (14).

Les matières poreuses présentent donc toujours des coefficients d'absorption qui montent en même temps que les fréquences augmentent. Le coefficient d'absorption est, dans une certaine mesure, proportionnel à la racine carrée de la fréquence. L'emploi de rideaux, même très épais et placés à une certaine distance de la paroi réfléchissante, ne permet d'obtenir que l'absorption des hautes fréquences; pratiquement, les basses fréquences ne sont absolument pas influencées (voir fig. 6, 7 et 8).

Beaucoup de matériaux présentent une absorption poreuse et non poreuse combinée. Ces derniers temps, on a fait de nombreux essais dans ce domaine. Sur la fig. 9, la courbe 1 montre la caractéristique de fréquence du coefficient d'absorption d'une toile de tente tendue, de 2×4 m de surface, pesant 350 g/m^2 , doublée d'environ 4 cm d'ouate (16). On obtient un résultat analogue en plaçant sur de la laine minérale (matière poreuse) des panneaux de bois contreplaqué, percés et susceptibles de vibrer (fig. 9, courbe 2). (Valeurs communiquées par la RRG à Berlin.)



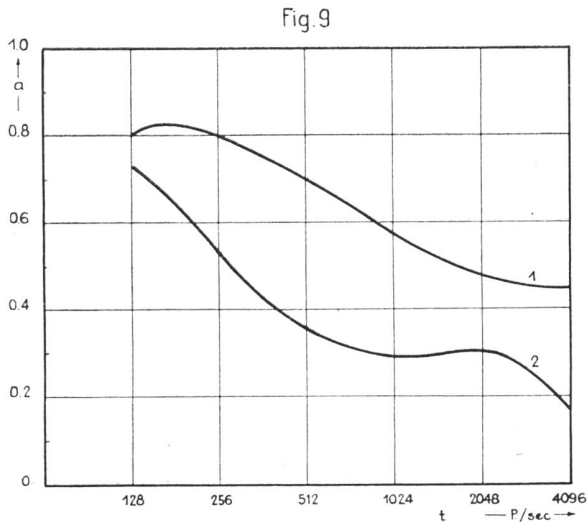
En employant des matières poreuses et non poreuses, disposées de manière à pouvoir vibrer et en combinant ces deux possibilités, on peut obtenir, sur une très grande échelle, n'importe quel coefficient d'absorption avec n'importe quelle caractéristique de fréquence.

der Luft selbst erfährt, beträchtliche Werte. Die Nachhallformel kann zur Berücksichtigung dieses Effektes noch erweitert werden (vgl. Abschnitt 6. 3.).

Die erweiterte Formel lautet dann (17)

$$T = k \frac{V}{-S \log_e \left(1 - \frac{a}{S}\right) + 4mV}$$

Aus Fig. 10 ist der Verlauf des Luftabsorptionskoeffizienten m (in m^{-1}) für die Frequenzen 1500, 3000, 6000, 10,000 p/s in Funktion der relativen Feuchtigkeit q ersichtlich (18).



Es geht daraus hervor, dass mit zunehmender Feuchtigkeit die Absorption der Luft sinkt; zwischen 10 und 20% relativer Feuchtigkeit erreicht sie ein Maximum.

7. 4. *Messung von Absorptionskoeffizienten.* Wie im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt wurde, ist für eine befriedigende Vorausberechnung der Akustik eines Raumes die möglichst genaue Kenntnis der Absorptionskoeffizienten der verwendeten Stoffe notwendig. Es existieren nun zwei prinzipiell verschiedene Messverfahren:

Die Messung in der Röhre und die Messung im Hallraum.

Wenn eine Röhre verwendet wird, können nur sehr kleine Proben des Materials gemessen werden. Grössere, schwingungsfähig angebrachte Platten lassen sich also nicht untersuchen. Ferner gilt der in einer Röhre gemessene Absorptionskoeffizient im wesentlichen nur für senkrechten Schalleinfall. In einem Raum mit vollkommen diffuser Schallverteilung, wo alle Schalleinfallrichtungen gleich wahrscheinlich sind, werden sich also unter Umständen starke Abweichungen zeigen, da bei porösen Stoffen der Absorptionskoeffizient stark vom Einfallswinkel abhängig ist (13).

Aus diesen Gründen wird heute fast überall nach der Hallraummethode gemessen. Eine grössere Probe des zu untersuchenden Materials (mehrere m^2) wird in einen Raum gebracht, dessen Absorption sehr klein ist (Hallraum). Für diesen Raum wird mit und ohne Probe die Nachhallzeit gemessen und daraus der Absorptionskoeffizient berechnet.

7. 3. *Absorption dans l'air.* Pour les hautes fréquences, l'absorption du son dans l'air atteint un degré considérable. Pour tenir compte de cet effet, on peut étendre encore la formule de la réverbération (voir chapitre 6. 3) qui devient alors (17)

$$T = k \frac{V}{-S \log_e \left(1 - \frac{a}{S}\right) + 4mV}$$

La fig. 10 montre les variations du coefficient d'absorption dans l'air m (en m^{-1}) pour les fréquences de 1500, 3000, 6000 et 10,000 p/s en fonction de l'humidité relative q (18).

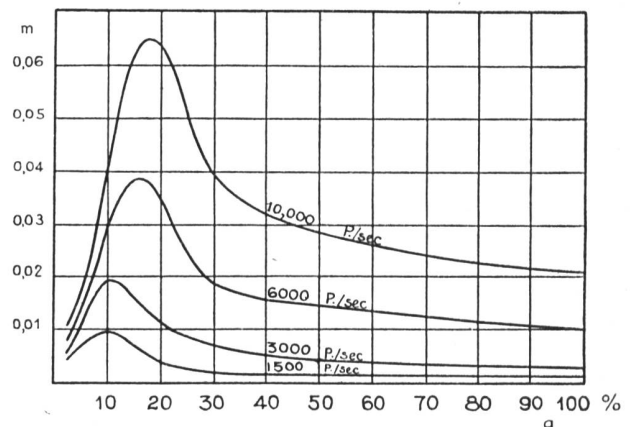
Il en ressort que lorsque l'humidité augmente, l'absorption de l'air diminue; elle atteint un maximum avec une humidité relative de 10 à 20%.

7. 4. *Mesure des coefficients d'absorption.* Nous avons vu dans le chapitre précédent que, pour pouvoir calculer à l'avance, d'une manière satisfaisante, l'acoustique d'un local, il faut connaître aussi exactement que possible les coefficients d'absorption des matières employées. Il existe deux méthodes de mesure différentes dans leur principe:

La mesure effectuée dans un tube et la mesure effectuée dans une chambre de résonance.

Lorsqu'on utilise un tube, on ne peut mesurer que de très petits échantillons de matériaux. Il est impossible de mesurer les plaques de grandes dimensions susceptibles de vibrer. D'autre part, les coefficients d'absorption mesurés dans un tube ne sont valables que pour les sons arrivant perpendiculairement. Dans un local où la répartition du son est complètement diffuse, où toutes les directions d'incidence offrent la même probabilité, on constatera, suivant les circonstances, de très grandes différences du fait que le coefficient d'absorption des matières poreuses dépend dans une grande mesure de l'angle d'incidence (13).

Fig. 10



Pour ces raisons, les mesures se font aujourd'hui presque partout dans une chambre de résonance. Un échantillon (plusieurs m^2) du matériau à examiner est placé dans un local où l'absorption est très faible (chambre de résonance). On mesure la durée de réverbération pour ce local, avec et sans l'échantillon, ce qui permet de calculer le coefficient d'absorption.

Obschon diese Methode ausgezeichnete Resultate liefert, zeigt es sich doch, dass von verschiedenen Stellen gemessene Resultate nicht immer vergleichbar sind. Es ist dies wahrscheinlich vor allem durch die mehr oder weniger gut erfüllte Bedingung einer vollständig diffusen Schallverteilung bedingt, dann aber auch durch Verschiedenheiten in den Materialien und deren Befestigungsart.

(Fortsetzung folgt.)

Bien que cette méthode donne des résultats remarquables, on constate qu'il n'est pas toujours possible de comparer entre eux les résultats obtenus par des organes différents. Il est probable que cela est dû avant tout au fait que les conditions pour une répartition totalement diffuse des sons sont plus ou moins bien remplies et qu'on emploie des matériaux différents et des moyens de fixation différents aussi.

(A suivre.)

Seilrechnung für schlaff gespannte Freileitungsfelder.

Von E. Nather und V. Petroni, Wien.

In der Projektierung eines Freileitungsfeldes und bei der Montage desselben macht es bekanntlich einen wesentlichen Unterschied, ob das Feld *straff* d. h. mit geringem Durchhangsprozentsatz (um etwa 1 bis 3% der Spannweite) verlegt werden soll, oder aber *schlaff*, d. h. mit hohem Durchhangsprozentsatz (um etwa 10 bis 30%).

Die kürzesten, meist relativ am straffsten gespannten Spannungsfelder können nämlich erhebliche Ueberbeanspruchungen durch *Tiefsttemperaturen* erleiden, wenn einer bestimmten, jeweils genau zu ermittelnden Montagetemperatur die Montage-spannung nicht genau angepasst wird, und mittelmässig lange, straff bis mässig angespannte Felder können gefährliche Ueberbeanspruchungen durch *Zusatzlasten* (Rauhreif) erleiden, wenn auf die jeweilige Montagetemperatur und die zugehörige Montagetemperatur nicht genau geachtet wird. Demgemäss werden für kürzere und mässig lange Spannungsfelder detaillierte Seilrechnungen gefordert und, so unangenehm auch mitunter seitens der Projektanten die Nötigung empfunden wird, die Beanspruchungen und Durchhänge für ganze Temperatur-Serien und ausserdem auch noch für verschiedene Aussenlastzustände nachzuweisen, so ist diese Notwendigkeit — in Anbetracht der verhältnismässigen *Straffheit*, mit welcher Freileitungsseile in der Regel verlegt werden — bei den gewöhnlichen *kleinen und mittelgrossen* Spannweiten einfach nicht zu umgehen.

Erst bei *ganz grossen* Spannweiten, die relativ *schlaff* ausgeführt werden müssen, wenn die für rauhere Klimate ausreichende rechnermässige Eisreisslast gewährleistet werden soll, erst hier wird die Seilrechnung so einfach, als sie vom Standpunkt des Projektstellers aus nur gewünscht werden kann. Hier reduzieren sich nämlich die vorerwähnten, für verschiedene Temperaturen oft stark variierenden Durchhänge bekanntlich auf einen *einzigsten, den Ausgangsdurchhang* für eine bestimmte Zusatzlast; dieser Zusatzdurchhang kann auch für die Montage bei blosser Eigenlast beibehalten werden und dies nicht etwa nur für die Zusatzlasttemperatur, sondern praktisch für jede Temperatur, die tatsächlich zu gewärtigen ist, so dass das Feld sozusagen *ganz ohne Rücksicht auf Montagetemperatur* gespannt werden darf.

Mit der Ausmittlung von bloss 2 Werten — *Ausgangsdurchhang* einerseits, *Eisreisslast* je Laufmeter andererseits — ist bei derartigen, relativ schlaff verlegten Weitspannungen bereits alles erledigt: der

Ausgangsdurchhang stellt schon den Montagedurchhang dar, welche Temperatur auch immer bei der Montage herrschen mag, und die Eisreisslast (Meterbruchlast) ermöglicht es, auch die mechanische Widerstandsfähigkeit des Feldes zu beurteilen, über welche letztere die zugrundegelegte Höchstbeanspruchung an sich ja doch nur wenig oder nichts aussagt.

Dass für besonders lange und dementsprechend schlaff gespannte Felder die Parabelnäherung nicht mehr ausreicht, darauf wurde schon von Grünholz und G. Schmidt hingewiesen¹⁾. Beide Autoren deuten auf die Korrekturen hin, die am Näherungsparabel-Resultat schon beim Durchhang vorzunehmen sind und dann noch hinterher an der Festpunktspannung, die hier schon so fühlbar von der konstanten Horizontalspannung abweicht, dass bereits von vornherein grössere Unterschiede zwischen beiden Spannungen zu gewärtigen sind. Mit Bezug auf letzteren Unterschied ist im Zusatznomogramm von Schwarzkopf ein bedeutsamer Schritt nach vorwärts zu sehen²⁾. In diesem Nomogramm — für Waagrecht- und Anstiegfelder — kann nämlich der Höchstbeanspruchung im Festpunkt (bzw. am oberen Aufhängepunkt) von Haus aus Rechnung getragen werden, ohne dass es nötig wäre, die Ermittlung diesbezüglich erst nachträglich zu verbessern; in der ebenso einfachen als wertvollen Schwarzkopf'schen Durchhangsformel

$$\frac{2\sigma\omega}{cg} - \frac{h}{c} = \frac{25}{\varphi} + \frac{\varphi}{50}$$

bedeutet nämlich $\sigma\omega$ die Spannung am Festpunkt (bzw. Oberfestpunkt), die praktisch das eigentlich Massgebende ist (wobei c die schief gemessene Spannweite, h der Stützpunkthöhenunterschied, g das jeweilige Einheitsleitergewicht, φ der Durchhangsprozentsatz auf c bezogen). Die Durchhangsermittlung nach Schwarzkopf besteht aus 2 Schritten: erstens wird aus der zuletzt angeführten Gleichung bzw. einer graphischen Darstellung derselben der *Ausgangsdurchhang* bestimmt, und mit dem so gewonnenen Ausgangsdurchhang kann dann eingegangen werden in ein parabolisches σ , φ , t -Nomogramm wie von Riedlinger³⁾, Schwarz-

¹⁾ Vgl. Grünholz: Hochspannungsleitungen in gebirgigem Gelände, E. u. M. 1923, S. 401, Heft 28 bzw. Schmidt: Die Berechnung d. Durchhanges u. d. Beanspruchung von Freileitungen an ungleich hohen Aufhängepunkten, E. T. Z. 1928, S. 208, Heft 6.

²⁾ E. u. M. 1929, S. 985, Abb. 3 (Heft 45).

³⁾ E. u. M. 1923, S. 549.