ESCUELA UNIVERSITARIA
DE ARQUITECTURA TECNICA

CATEDRA DE MECANICA
y AMPLIACION DE FISICA

ONDAS II
ACUSTICA. ACUSTICA APLICADA A LA CONSTRUCCION

CARLOTA E AUGUET SANGRA
INMACULADA RODRIGUEZ CANTALAPIEDRA

ENERO de 1.988

CATEDRA DE FISICA

ESCUELA UNIVERSITARIA DE ARQUITECTURA TECNICA
DE BARCELONA

ONDAS II

ACUSTICA. ACUSTICA APLICADA A LA CONSTRUCCION.

CARLOTA E. AUGUET SANGRA

INMACULADA RODRIGUEZ CANTALAPIEDRA

ENERO 1986

INDICE

LECCION 3: ACUSTICA

3.1 INTRODUCCION

Todo cuerpo que vibra origina un movimiento ondulatorio que se propaga por el medio que rodea al cuerpo vibrante. En ocasiones, el medio es el aire y el movimiento ondulatorio se propaga por él en forma de ondas longitudinales que producen variaciones de presión, las cuales se propagan como la onda. Tales ondas comprendidas en el intervalo de frecuencias de 20 hasta 20.000 vibraciones por segundo, se denominan para simplificar ondas sonoras. Al alcanzar el oído humano producirán, si se cumplen ciertas condiciones de intensidad y frecuencia, una sensación llamada sonora. Podemos definir, pues, el sonido como la sensación producida en el oído por un movimiento ondulatorio y a dichas ondas se les da el nombre de ondas sonoras. La parte de la Física que estudia las ondas sonoras es la Acústica, y puede estudiarse desde distintos puntos de vista:

Desde el punto de vista artístico puede considerarse la Acústica musical, que estudia los sistemas que producen sonidos musicales, o sea agradables al oído.

La Acústica urbana estudia fundamentalmente las condiciones de las salas de audición.

La Acústica fisiológica estudia la producción de sonidos por la voz y la recepción de los mismos por el oído.

La Acústica física, propiamente dicha, es un capítulo de la Mecánica de las ondas elásticas que estudia la producción, propagación y recepción de las ondas sonoras. Desde el punto de vista físico, el estudio de la Acústica podemos extenderlo a un dominio de frecuencia más amplio que el que, desde el punto de vista fisiológico, poseen los sonidos. Así, llamaremos infrasonidos a las ondas elásticas de frecuencias inferiores a las audibles, y ultrasonidos a las de frecuencias superiores a las audibles.

Para estudiar el sonido puede hacerse la traducción de las ondas en variaciones de campos eléctricos o magnéticos, y si se trata de ultrasonidos o infrasonidos esta traducción es casi obligada. Este es un aspecto de la Electroacústica que ha adquirido una importancia extraordinaria en la actualidad, particularmente en el registro y reproducción de sonidos por procedimientos magnéticos.

3,2 PROPAGACION Y RECEPCION DEL SONIDO

Las ondas sonoras para su propagación precisan de la existencia de un medio material: el sonido no se propaga en el vacío. El hecho de que se propague en los flúidos, y especialmente en los gases, demuestra que se trata de ondas longitudinales. Conviene distinguir claramente entre el modo de producirse un sonido y el proceso de su propagación: cualquier tipo de vibración puede engendrarlo, pero únicamente las vibraciones longitudinales son capaces de transmitirlo por el aire, gracias a las compresiones y enrarecimientos que producen. En cuanto a la recepción del sonido, constituye un error suponer que las ondas sonoras sólo pueden ser detectadas por el oído, ya que cualquier dispositivo que absorba la energía transmitida por dichas ondas y la convierta en alguna otra forma de energía (calor, movimiento, corriente eléctrica, etc.) puede servir para ponerlas de manifiesto. Así, por ejemplo, el sonido puede actuar sobre un diafragma o membrana elástica provisto de un estilete que reproduce sobre un disco giratorio las vibraciones forzadas de la membrana, dispositivo que constituye un registro elemental del sonido (gramófono); las vibraciones de dicha membrana también pueden dar lugar a variaciones en una corriente eléctrica, en cuyo caso tendremos una corriente fluctuante como registro del sonido (micrófono); en resumen, un receptor sonoro registra el sonido en forma de otras perturbaciones no sonoras, pero que son capaces de regenerar las ondas sonoras que las produjeron (micrófono y altavoz, por ejemplo).

3.3 VELOCIDAD DEL SONIDO

3.3.1 <u>En el aire</u>.- Como ya vimos, la velocidad de propagación de las ondas longitudinales en los gases es:

$$v = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}}$$

Teniendo en cuenta que, a cualquier temperatura, la presión y la densidad de un gas varían proporcionalmente, resulta:

1º La velocidad del sonido en el aire es independiente de la presión atmosférica.

2ª Dicha velocidad varía proporcionalmente a la raíz cuadrada de la temperatura.

3ª Como los pesos moleculares de los gases que constituyen la atmósfera son 28 para el N_2 y 32 para el O_2, mientras que el peso molecular del vapor de agua es 18, la velocidad del sonido será mayor en una atmósfera húmeda que en otra seca. Sin embargo, este efecto del vapor de agua está compensado, en parte por la presencia del factor $\gamma = C_p/C_v$ en la fórmula anterior, pues dicho factor vale aproximadamente 1´40 para el N_2 y O_2, mientras que para el vapor de agua es 1´32.

Regnault fue el primero que logró medir directamente la velocidad de propagación de las ondas sonoras en el aire, eliminando el error personal del observador, mediante un registro automático del tiempo transcurrido entre el instante en que una pistola era disparada y el de llegada de las ondas sonoras a un diafragma; los resultados de dichas medidas dan para la velocidad de propagación en el aire en condiciones normales:

$$v_0 = 331{,}7 \text{ m} \cdot \text{sg}^{-1} \simeq 332 \text{ m} \cdot \text{sg}^{-1}$$

Para temperaturas distintas de 0° C puede utilizarse, con muy buena aproximación, la fórmula:

$$v = v_0 (1+\alpha t)^{1/2} \simeq v_0 \left(1 + \frac{\alpha}{2} t\right) \simeq 332 + 0{,}61 \cdot t$$

donde t es la temperatura ambiente centígrada y α el coeficiente de dilatación de los gases.

3.3.2 Velocidad en otros medios.- La velocidad de las ondas sonoras en un líquido vendrá dada por:

$$v = \sqrt{\frac{B}{\rho}}$$

siendo B el módulo de compresibilidad y ρ la densidad.

Así, para el agua, en que $B = 2'16 \cdot 10^9$ Newton . m^{-2} y $\rho = 10^3$ Kg . m^{-3}, viene a ser de unos 1.500 m . s^{-1}.

En una varilla metálica de módulo de Young, Y, será:

$$v = \sqrt{\frac{Y}{\rho}}$$

Para determinar experimentalmente la velocidad relativa del sonido en distintos gases respecto al aire, se recurre ordinariamente a la experiencia de Kundt (fig. 3.1): dentro de un tubo que puede llenarse con el gas que se desee mediante las llaves L y L' , hay una varilla metálica, A, que al frotarla mediante una gamuza impregnada de resina produce vibraciones longitudinales que son transmitidas al gas; desplazando convenientemente el émbolo, B, se consigue

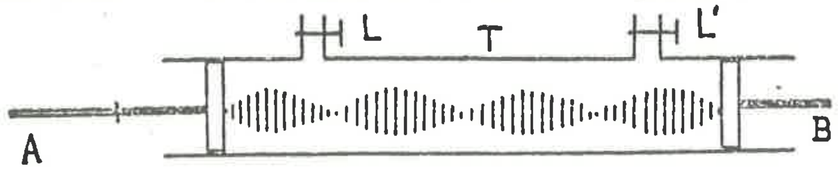

Fig. (3.1) Tubo de Kundt

que la longitud del tubo sea igual a un número entero de semiondas, en cuyo caso se producirán dentro del gas una serie de ondas estacionarias, y su estado de vibración vendrá indicado por la línea ondulada que representa la onda estacionaria (obsérvese que las vibraciones longitudinales que tienen lugar en la misma dirección del tubo vienen representadas en la figura, por facilidad de dibujo, en dirección normal al mismo). Si previamente se ha espolvoreado licopodio o limaduras de corcho en el interior del tubo, tales sustancias ligeras se acumularán en los puntos nodales (donde la perturbación es nula), y en cambio, serán arrojadas de las zonas ventrales (donde la perturbación es máxima). Los montoncitos así formados nos permitirán medir el valor de λ; si repetimos la experiencia con aire en el interior del tubo, tendremos:

Para el gas . . . . . $\lambda_1 = v_1 \cdot T = \dfrac{v_1}{\nu}$

Para el aire . . . . $\lambda_0 = \dfrac{v_0}{\nu}$

y por cociente de ambas:

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{\lambda_1}{\lambda_0}$$

de donde puede despejarse v_1 , velocidad del sonido en el gas, que vendrá dada en función de la velocidad en el aire.

3.4 CARACTERISTICAS DEL SONIDO

Un sonido se caracteriza por su intensidad, tono y timbre. La intensidad de un sonido es la de la onda sonora en el punto de recepción. Como se trata de ondas elásticas, es proporcional al cuadrado de la amplitud de la vibración. La intensidad del sonido es la cualidad por la cual éste se percibe como "fuerte", "débil" o inaudible por su baja intensidad.

Como la medida directa de la amplitud de la vibración puede ser difícil de realizar, se prefiere expresar la intensidad en función de la variación máxima -

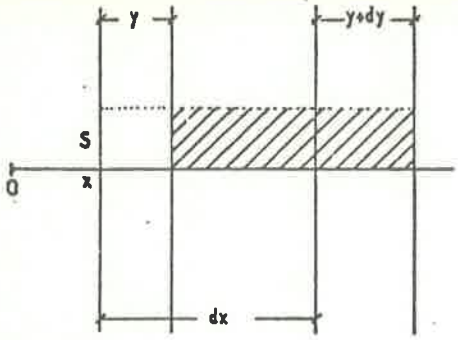

Fig. (3.1) Onda de presión.

de presión que origina el sonido al propagarse, la cual es más asequible a la medida. Para ello consideremos (fig. 3.1) una porción de onda de área S suficientemente pequeña para poder considerarla plana y que en cierto instante tiene una - abscisa "x" y sufre un desplazamiento "y". Simultáneamente, la onda de abscisa x + dx sufrirá un desplazamiento y + dy, con lo que el cilindro de base S comprendido - entre dichas ondas antes de desplazarse y cuyo volumen era

$$V = S\,dx \qquad (3.1)$$

se habrá convertido en el que aparece sombreado en la figura (3.1) y cuyo volu - men es

$$V + dV = S(dx + y + dy - y)$$

y restando de esta igualdad la ecuación (3.1) obtendremos el incremento de volumen experimentado por el medio a causa de la perturbación sonora

$$dV = S\,dy \qquad (3.2)$$

y dividiendo miembro a miembro las ecuaciones (3.2) y (3.1) tenemos

$$\frac{dV}{V} = \frac{dy}{dx} \qquad (3.3)$$

cuyo segundo miembro es la derivada de la elongación "y" respecto a x, considerando constante el tiempo t, pues los fenómenos descritos tienen lugar en un mismo instante.

Por otra parte, como las ondas sonoras son longitudinales y estamos supo - niendo que se propagan por un fluído, la ecuación que nos da la celeridad de propagación de una onda longitudinal en un fluído es:

$$v = \sqrt{B/\rho}$$

donde B es el módulo de elasticidad cúbica o de compresibilidad y ρ la densidad.

Llamando p a la sobrepresión asociada al desplazamiento considerado, el módulo de compresibilidad podrá escribirse, teniendo en cuenta la ecuación (3.3), en la forma

$$B = \frac{-p}{dV/V} = -p\,\frac{dx}{dy}$$

que sustituida en la ecuación de la celeridad de propagación, nos da

$$v^2 = \frac{-p}{\rho\,\frac{dy}{dx}}$$

de donde

$$-p = \rho\, v^2\, \frac{dy}{dx} \qquad (3.4)$$

Ahora bien, suponiendo armónico el movimiento ondulatorio, la elongación es

$$y = A \operatorname{sen} w\left(t - \frac{x}{v}\right) \qquad (3.5)$$

que derivándola respecto a x, considerando constante t, da

$$\frac{dy}{dx} = -A\,\frac{w}{v}\cos w\left(t - \frac{x}{v}\right)$$

y sustituida en la ecuación (3.4) resulta

$$p = A\rho v w \cos w\left(t - \frac{x}{v}\right) \qquad (3.6)$$

De aquí resulta que la presión varía periódicamente en el espacio y en el tiempo o, dicho de otra manera, la sobrepresión se propaga por ondas. La ecuación (3.6) nos define la llamada onda de presión y, comparándola con la ecuación (3.5), vemos que está adelantada en fase 90° respecto a la onda de desplazamiento.

El valor máximo que alcanza la sobrepresión debida al sonido vemos que es

$$p_{max} = A\rho v w$$

y su cuadrado

$$p_{max}^2 = A^2\rho^2 v^2 w^2$$

y dividiendo esta ecuación por la ecuación que nos da la intensidad del movimiento ondulatorio $I = \frac{1}{2}\rho w^2 A^2 v$,

resulta $\frac{p_{max}^2}{I} = 2\rho v$ o sea $I = \frac{p_{max}^2}{2\rho v} = \frac{1}{2}\, p_{max}^2 / Z$

de donde resulta que la intensidad del sonido es proporcional al cuadrado de la amplitud de la onda de presión asociada. Al producto $z = \rho . v$, se le denomina impedancia o resistencia acústica.

Se dice que un sonido es simple, o puro, cuando se debe a un m.a.s. y, por tanto, tiene una frecuencia determinada. Ordinariamente, el sonido está compuesto por un conjunto de sonidos simples y se dice que presenta un espectro acústico o conjunto de sonidos puros, cada uno con su intensidad y frecuencia. En este caso, la onda es periódica, pero no sinusoidal. El Análisis Matemático enseña que toda función periódica puede descomponerse en forma única en una suma de funciones sinusoidales cuyas frecuencias son múltiplos de la más baja y ésta coincide con la frecuencia de la función considerada (teorema de Fourier). Es decir, que si es $F(t)$ una función periódica del tiempo, podremos escribir

$$F(t) = A_0 + A_1 \operatorname{sen}(\omega t + \theta_1) + A_2 \operatorname{sen}(2\omega t + \theta_2) + \cdots \qquad (3.7)$$

El término constante A_0 carece de interés en Acústica por no llevar asociada ninguna variación de presión. El término inmediato es el llamado armónico fundamental o primer armónico, el siguiente recibe el nombre de segundo armónico, y así sucesivamente. Los armónicos tienen amplitudes que suelen decrecer al aumentar el orden de los mismos y en tal caso, a partir de una frecuencia determinada, las intensidades de los armónicos serán tan pequeñas que se podrán despreciar los términos correspondientes del desarrollo de Fourier.

El tono de un sonido simple está caracterizado por la frecuencia del mismo y se dice que es agudo o grave según que la frecuencia sea elevada o baja, respectivamente. También se le llama altura del sonido. Si la onda no es sinusoidal, se caracteriza por la frecuencia del sonido fundamental, el cual es, por lo general, el más intenso. Si el sonido está compuesto por varios sonidos puros de distintas frecuencias que no sean múltiplos de una misma, y de distintas intensidades, la determinación del tono es complicada y subjetiva.

El timbre de un sonido viene caracterizado por el número e intensidades de los armónicos que acompañan al sonido fundamental. La desigual proporción de armónicos permite distinguir entre dos instrumentos musicales que dan la misma nota o dos personas por su voz. El timbre de una voz puede cambiar cuando se recibe a través de un instrumento electroacústico, teléfono, magnetófono, etc., pues en el proceso pueden haberse reforzado diferentemente los armónicos, lo cual depende de la fidelidad de los dispositivos puestos en juego.

Al analizar un sonido se encuentran las intensidades correspondientes a las diferentes frecuencias, o intervalos estrechos de frecuencias, que lo componen. En la figura 3.2 se representa el espectro de un sonido cuya frecuencia fundamental es 435 Hz y ha sido emitido por un violín. Se ha tomado como unidad la

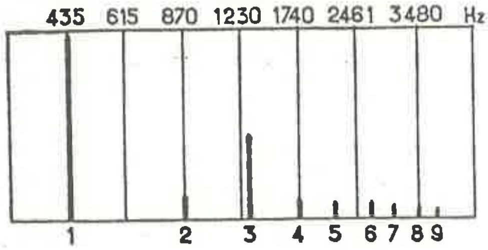

Fig. 3.2 Espectro acústico de un sonido de 435 Hz emitido por un violín.

intensidad del armónico fundamental, con lo cual las demás intensidades son relativas.

En la vida corriente se habla de ruido. Desde el punto de vista físico, un ruido se considera como una perturbación sonora que puede ser superposición de sonidos diversos, desprovista de un carácter preciso de periodicidad. Podemos analizar un ruido por procedimientos electrónicos, determinando las intensidades medias en intervalos de frecuencia pequeños. La intensidad del ruido será el valor medio, en determinado intervalo de frecuencias, de las intensidades antes halladas. Dicha intensidad de ruido tiene interés en Acústica urbana y suele expresarse como nivel de ruido.

3.5 ANALISIS DE LOS SONIDOS

Las ondas acústicas casi nunca son perfectamente armónicas, pues, como ya dijimos, a la frecuencia fundamental que determina el tono se superponen otras varias que confieren calidad al sonido, constituyendo su timbre. Le es muy difícil al oído distinguir cuáles son los diversos sonidos simples que constituyen el sonido complejo percibido, aunque una ligera alteración de cualesquiera de ellos produzca en el oído un timbre de distinto matiz. Sin embargo, existen medios artificiales para realizar el análisis del sonido, descomponiéndolo en los diversos sonidos puros o armónicos que lo forman.

Los modernos métodos de análisis están basados en la obtención de un registro del sonido, que puede ser de naturaleza mecánica, óptica, o eléctrica; en los registros mecánicos una membrana, al recibir el tren de ondas acústicas, entra en vibración y con ella un ligero estilete que inscribe sobre una superficie

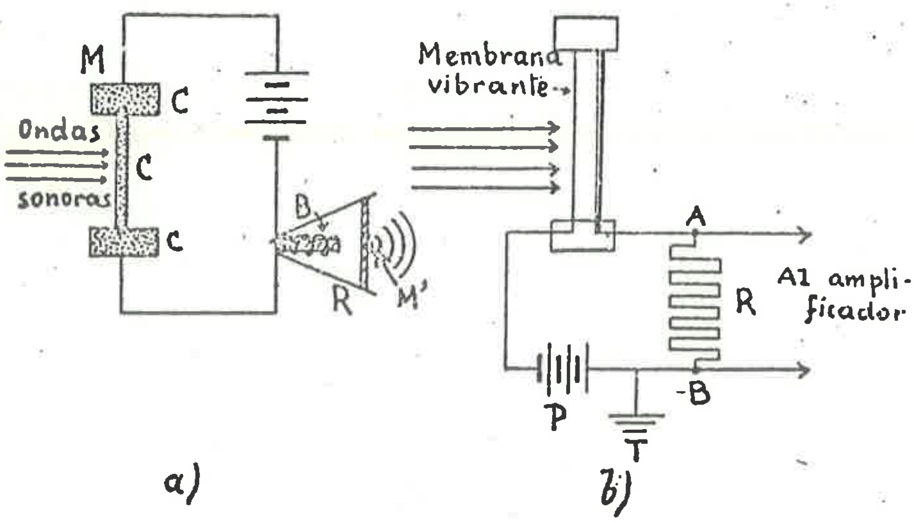

Fig 3.3 a) Micrófono sencillo de carbón (M) y receptor (R) que mediante las vibraciones formadas en la membrana M', debido a las variaciones de la corriente en el carrete B, reproduce el sonido incidente sobre el micrófono de carbón; b) Micrófono condensador.

ahumada la forma de la vibración; en los registros ópticos la membrana vibrante transmite su vibración a un espejito sobre el cual se hace llegar un rayo luminoso muy estrecho, que, después de reflejarse, incide sobre una película fotográfica en la que la impresión luminosa reproduce la vibración, quedando registrada en la película que se va desplazando.

Más sencillos todavía son los registros eléctricos del sonido que pueden lograrse mediante un micrófono (fig. 3.3), cuyo misión es convertir los pequeños impulsos mecánicos que la onda sonora ocasiona sobre un diafragma en impulsos eléctricos, esto es, en una corriente eléctrica de intensidad variable, cuyas fluctuaciones reproducen exactamente las vibración recibida por la membrana; en el micrófono de carbón (fig. 3.3 a) las variaciones de intensidad de la corriente eléctrica tienen lugar por los cambios de resistencia entre los granos de carbón al variar la compresión, originando contacto mejor o peor entre ellos y en el micrófono condensador, por las variaciones de la capacidad formada por la membrana vibrante y la placa (fig. 3.3 b); estos impulsos, convenientemente amplificados, pueden ser fácilmente registrados de muchas maneras; por ejemplo, mediante un oscilógrafo.

En la figura 3.4 a) reproducimos uno de estos registros de un mismo sonido (Do_4) dado por un piano y por un clarinete; ambos presentan la misma forma general, aunque el primero es relativamente simple, mientras el otro acusa la presencia de gran número de armónicos.

Obtenido el registro del sonido por cualquiera de los métodos espuestos, la descomposición de la curva periódica no armónica, en sus componentes armónicas puras, se realiza mediante analizadores armónicos, que, de acuerdo con el teore-

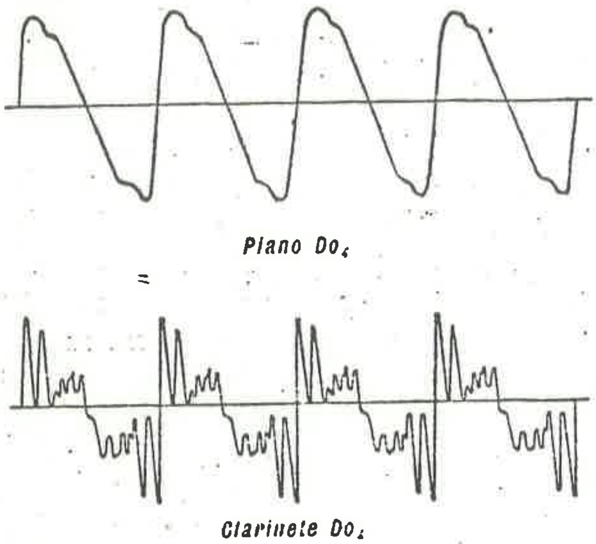

Fig. 3.4 a) Registros de un sonido.

ma de Fourier descomponen una función periódica de frecuencia ν en suma de términos sinusoidales, cuyas frecuencias son: ν (fundamental), 2ν, 3ν, etc., pudiendo faltar, desde luego, alguna de ellas.

En la figura 3.5 se observa cómo las curvas de trazo continuo o registros de dos sonidos del mismo tono, pero de distinto timbre (curva c) pueden obtenerse como una suma de sinusoides (curvas a y b) dibujadas a trazos en la figura.

Recíprocamente, combinando la onda fundamental con otras armónicas cuyas frecuencias, fases y amplitudes sean convenientes, puede obtenerse cualquier for

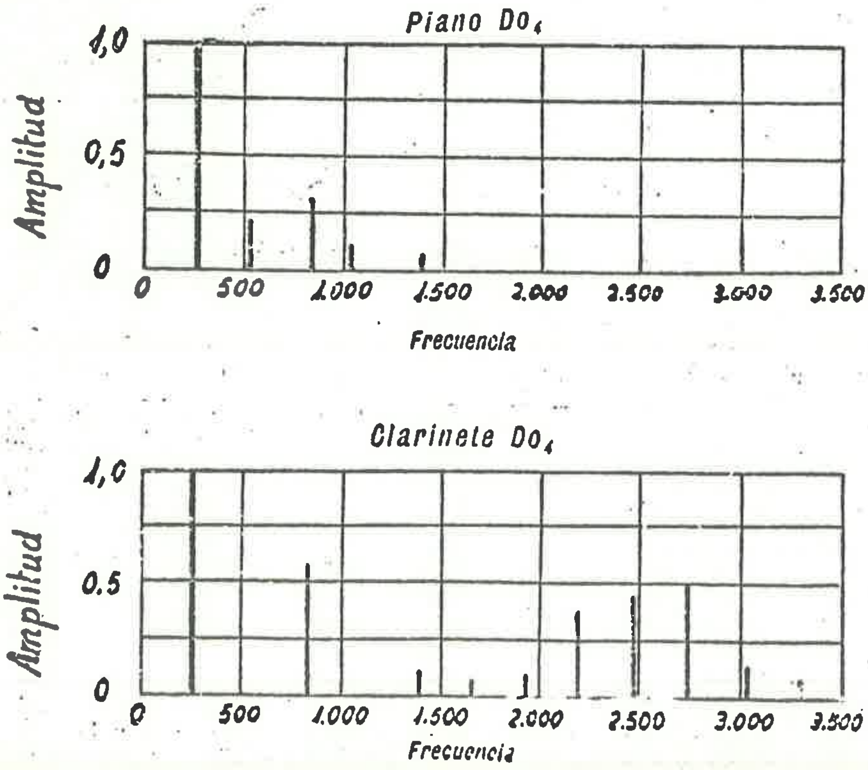

Fig. 3.4 b) Espectros acústicos.

ma de onda periódica; incluso una, perfectamente rectangular, si bien en este caso se requiere la presencia de más de cien armónicos.

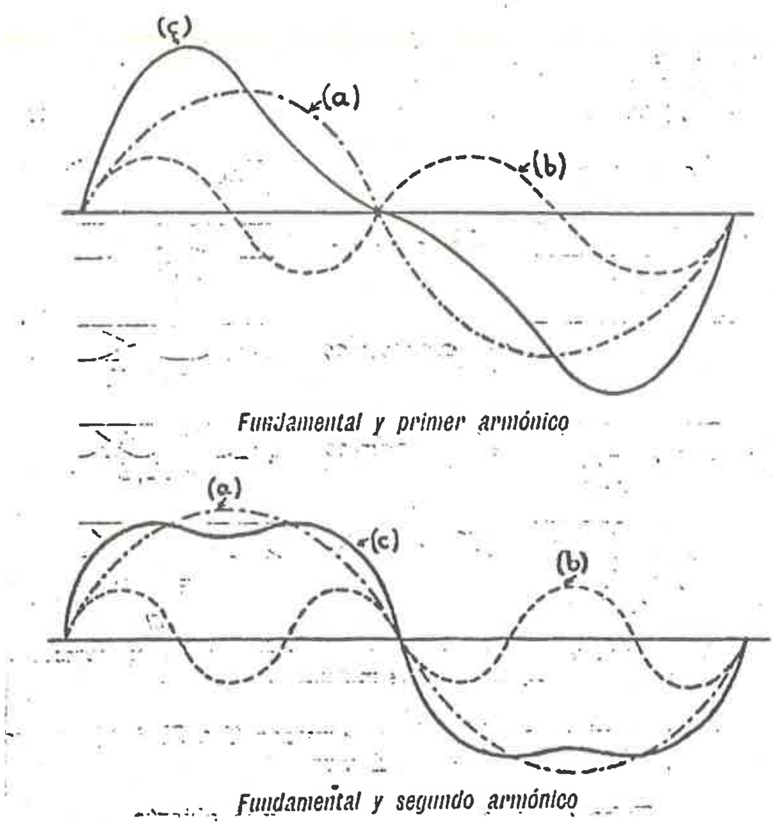

Fig. 3.5 Análisis de un sonido.

Una vez descompuesto un sonido en sus ondas armónicas simples puede representarse mediante su espectro acústico, donde los distintos sonidos puros o simples vienen indicados por segmentos proporcionales a su intensidad o amplitud. Así, por ejemplo, en la figura 3.4 b) hemos representado el espectro acústico de los sonidos emitidos por el piano y el clarinete al dar la nota Do_4, cuyas ondas eran las representadas en la figura 3.4 a).

Uno de los pocos instrumentos que produce una onda armónica pura es el diapasón y por ello se utiliza como patrón de frecuencias de los instrumentos musicales.

3.6 RELACION ENTRE LA INTENSIDAD FISICA Y LA SENSACION SONORA

Es fácil comprobar que no existe proporcionalidad entre la intensidad física (medida en Watt . cm^{-2}) de un sonido que llega al oído y la sensación sonora que nos produce, a la que denominaremos sensación, sonoridad o nivel de intensidad . Esto se debe a que la sensación sonora obedece, aproximada -

mente, a la ley psicofísica general de Weber-Fechner, que dice: "La sensación es función lineal del logaritmo de la excitación", o en otras palabras, que la sensación crece en progresión aritmética, cuando la excitación lo hace en progresión geométrica.

En consecuencia, si designamos por S_1 y S_0 las sensaciones producidas por los sonidos de intensidades físicas I_1 e I_0, tendremos:

$$S_1 - S_0 = \log \frac{I_1}{I_0}$$

y si I_0 es la correspondiente al valor umbral ($S_0 = 0$) (ya que si la intensidad I es inferior a I_0 no es capaz de excitar la sensación sonora del oído), podremos determinar su intensidad fisiológica por:

$$S = \log \frac{I}{I_0}$$

Por lo tanto, diremos que un sonido produce una sensación unidad cuando su intensidad física es 10 veces mayor que la umbral; esta unidad se denomina bel, y su décima parte es el decibel (d.b.); la sonoridad se expresa, generalmente, en esta segunda unidad, con lo que:

$$S = 10 \log \frac{I}{I_0} \text{ decibeles} \qquad (3.8)$$

Si en lugar de intensidades introducimos las amplitudes de presión P, se tiene, ya que $I = 1/2 \cdot P^2 / Z$:

$$S = 20 \log \frac{P}{P_0}$$

donde la sonoridad viene expresada en función de las amplitudes de la onda de presión.

Por otra parte, como en los sistemas electroacústicos la intensidad sonora emitida por el aparato es proporcional al cuadrado de la tensión aplicada, o el de la intensidad, la variación de sonoridad estará ligada a la de aquellas magnitudes por:

$$S = 20 \log \frac{i}{i_0} = 20 \log \frac{V}{V_0}$$

donde i_0 y V_0 son, respectivamente, la intensidad y la diferencia de potencial de la corriente que produce en el dispositivo electroacústico la sensación umbral; por esta razón dichos aparatos suelen estar graduados directamente en decibeles, aunque el dispositivo de medida detecte en realidad intensidades de corriente o diferencias de potencial.

Igualmente la sensación sonora puede expresarse en función de la distancia a que nos hallamos del foco sonoro. En efecto, si a la distancia r_0 (distancia umbral) deja de percibirse el sonido (porque la intensidad es allí la I_0), al situarnos a una distancia inferior r del foco la sensación de su sonido será:

$$S = 20 \log \frac{r_0}{r} \qquad (3.9)$$

ya que las intensidades son inversamente proporcionales al cuadrado de las distancias. En realidad, la sensación es en r algo mayor que la calculada por (3.9), ya que no hemos tenido en cuenta la debilit ción del sonido por absorción en el aire..

El valor de I_0 que figura en la fórmula (3.8), y que como dijimos es la intensidad física umbral o intensidad del sonido mínima para que éste sea percibido, es variable con su frecuencia; suele tomarse para poder comparar sonidos de frecuencias diversas, igual a 10^{-16} Watt . cm^{-2} , que es la I_0 correspondiente a un sonido patrón de 1.000 hertz; cuando las sonoridades se refieren a esta frecuencia se expresan en otra unidad denominada fon, y la sensación en fon de un sonido será:

$$S = 10 \cdot \log \frac{I}{10^{-16}} \text{ fon} \qquad (3.10)$$

pero teniendo en cuenta que la intensidad I de (3.10) no es la del sonido considerado, sino la de otro sonido de 1.000 hertz que nos produzca la misma sensación.

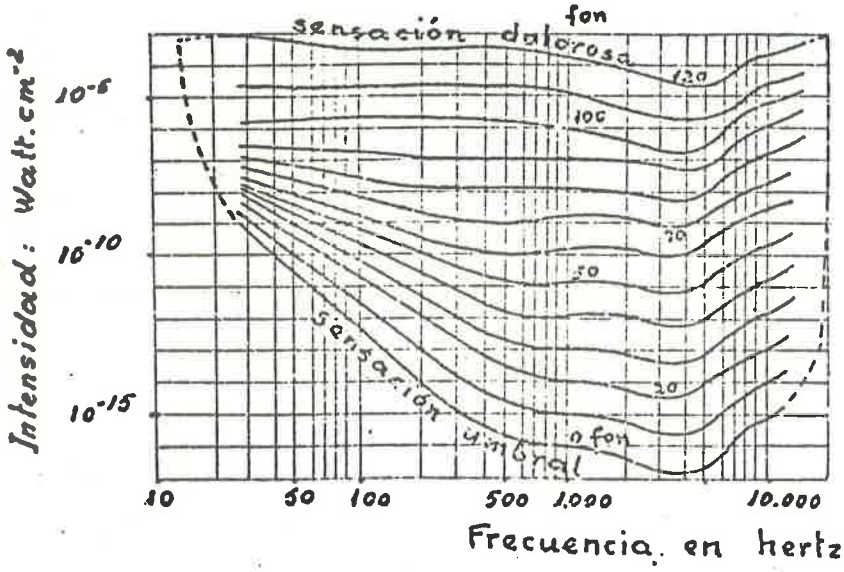

Fig. 3.6 Curvas de igual sonoridad para distintas frecuencias (campo de audición).

Los resultados de las medidas de sonoridad para toda la gema de frecuencias audibles vienen dados por el haz de curvas de igual sensación en fon de la figura 3.6, en las que cada sonido ha sido representado por un punto, cuya abscisa es su frecuencia en hertz, y cuya ordenada, su intensidad en Watt . cm^{-2}. La curva inferior de 0 fon corresponde a los sonidos de sensación nula, y la superior de 120 fon corresponde a aquellos sonidos que producen en el oído sensación dolorosa, por lo que sólo podemos oir aquellos cuya sonoridad esté comprendida entre 0 y 120 fon. Por ejemplo, para un sonido de 1.000 hertz este intervalo abarca entre 10^{-16} Watt.cm^{-2} y 10^{-4} Watt.cm^{-2}, es decir, variando su intensidad entre 1 y 1 billón, mientras que para un sonido de 40 hertz los respectivos valores son 10^{-10} Watt.cm^{-2} y 7. 10^{-4} Watt . cm^{-2}, es decir, solamente unos 7 millones de veces mayor.

Para dejar definitivamente sentado que el decibel no es igual al fon nos basta considerar dos sonidos de 1.000 y 40 hertz, cuya sensación dolorosa es de 120 fon y resulta ser que dicha sensación es 120 d.b. para el primero y sólo de 68 d.b. para el segundo, como puede calcularse por aplicación de la fórmula (3.8).

La misma figura puede utilizarse (3.6) para determinar la sonoridad en fon, conocido su valor en decibeles. Para la frecuencia del sonido considerado, la curva de 0 fon nos da el valor de la correspondiente intensidad umbral I_0 y con ella la expresión (3.8) su intensidad I. Pasando entonces a la figura 3.6 con los valores de la frecuencia y de la intensidad del sonido problema, se obtiene su sensación en fon por la posición del punto figurativo entre las curvas de igual sonoridad. La operación inversa puede realizarse por un procedimiento análogo.

Estas operaciones pueden simplificarse si desde el punto de intersección de la curva de 0 fon con la vertical correspondiente a la frecuencia del sonido se toma sobre dicha vertical un segmento cuya longitud tenga tantas unidades del eje de ordenadas como beles tiene el sonido. La posición final leída sobre las curvas de sonoridad da la sensación en fon.

He aquí algunos datos relativos a la sonoridad de algunos sonidos:

Sensación umbral	0 fon
Rumor de hojas	10 "
Conversación en voz baja	20 "

Radio funcionando a intensidad media	40 fon
Auto silencioso	50 "
Conversación en voz alta	60 "
Tráfico urbano	70 "
Máquina remachadora	95 "
Ruido del metro en marcha	100 "
Avión despegando cerca del observador	110-120 "

PROBLEMAS

1) a) Si la amplitud de la sobrepresión de una onda sonora se triplica, ¿cuántas veces se aumenta la intensidad de la onda? b) ¿Cuántas veces tiene que aumentarse la amplitud de la sobrepresión de una onda sonora para multiplicar la intensidad por el fator 16?

a) Según la expresión dada en la página 6,

$I = \frac{P^2}{2\rho v}$; si $P' = 3P \Rightarrow I' = \frac{(3P)^2}{2\rho v} = \frac{9P^2}{2\rho v}$

y por lo tanto $I/I' = \frac{1}{9} \Rightarrow \boxed{I' = 9I}$

b) $I' = 16 I = \frac{P'^2}{2\rho v}$; $\Rightarrow P' = \sqrt{16 \cdot I \cdot 2\rho v}$

$P = \sqrt{I 2\rho v}$

$\Rightarrow \frac{P'}{P} = \sqrt{16} \Rightarrow$

$\Rightarrow \boxed{P' = 4P}$

2) a) ¿Cuál es el nivel de intensidad en db de una onda sonora cuya intensidad es 10^{-10} w/cm^2 respecto a una intensidad arbitraria de 10^{-16} w/cm^2 ?
b) ¿Cuál es el nivel de intensidad de una onda sonora en el aire cuya amplitud de variaciones de presión es 2 dinas/cm ?

a) Según la ecuación (3.8) el nivel de intensidad o sonoridad viene dado por: $S = 10 \log \frac{I}{I_0}$ db.

$I = 10^{-10}$ w/cm^2
$I_0 = 10^{-16}$ w/cm^2

$\Rightarrow \boxed{S = 10 \log \frac{10^{-10}}{10^{-16}} = 60 \text{ db}}$

b) $P = 2$ dinas/cm

$I = \frac{P^2}{2\rho v}$;

$\rho_{aire} = 0{,}00122$ gr/cm^3
$v = 3{,}46 \cdot 10^4$ cm/s.

$\Rightarrow I = \frac{2^2}{2 \cdot 0{,}00122 \cdot 3{,}46 \cdot 10^4} = 4{,}74 \cdot 10^{-2} \frac{\text{erg}}{\text{seg} \cdot \text{cm}^2} =$

$= 4{,}74 \cdot 10^{-9}$ w/cm^2.

$\boxed{S = 10 \lg \frac{I}{I_0} = 10 \lg \frac{4{,}74 \cdot 10^{-9}}{10^{-16}} = 10 \lg 4{,}74 \cdot 10^7 = 76{,}7 \text{ dB}}$

LECCION 4: ACUSTICA ARQUITECTONICA

4.1 INTRODUCCION

Los problemas de la Acústica de salas pueden dividirse en dos categorías generales: aislamiento de sonidos y vibraciones exteriores a la sala y acondicionamiento de ésta para percibir en forma adecuada sonidos generados en su interior. En esta lección nos vamos a ocupar únicamente de esta última clase de problemas, pues todo lo que es aislamiento de sonidos se verá ampliemente en las asignaturas de Instalaciones y Construcción. La primera en aislamiento del ruido de las instalaciones hidráulicas y de calefacción, la segunda en formas de construcción y aislamiento de ruidos causados por: tráfico urbano, tanto en vías rápidas como en zonas urbanas, trenes, aviones y ruidos de impacto y vibraciones. Con ésto ya podemos observar que el tema es muy amplio y en la asignatura de Mecánica y Ampliación de Física sólo nos debemos preocupar de los conceptos físicos para después en las diferentes asignaturas de cursos posteriores poder aplicarlos.

Los acondicionamientos de salas destinadas a la audición de conferencias, teatro, música, etc., deben reunir determinados requisitos para que sea posible una buena recepción del sonido en cualesquiera de sus puntos. La determinación de estas condiciones y de los requisitos necesarios para obtenerlas constituye el objetivo de la moderna ciencia denominada acústica arquitectónica.

A pesar de la gran importancia que tiene la construcción de locales con buenas condiciones acústicas, hasta hace unos pocos años era cuestión de suerte el que fuese logrado tal propósito, ya que el estudio sistemático del problema data de principios de siglo, y su desarrollo se debe principalmente al físico americano Sabine, profesor de la Universidad de Harward, el cual se propuso inicialmente tan sólo mejorar las condiciones acústicas del aula en que daba sus clases. Gracias a sus estudios se consigue hoy día no tan sólo planear nuevos edificios con buenas cualidades acústicas, sino también mejorar las condiciones de los ya existentes.

Dos son las principales causas que determinan la mala acústica de una sala: la concentración de las ondas sonoras en determinados puntos y la reverberación.

A la primera se debe que en algunas partes de la sala, por efecto de reflexiones o ecos, el sonido resulta muy intenso, mientras que en otras, por no recibir ondas sonoras o por interferir dos trenes de ondas en oposición de fase, existen puntos muertos donde el sonido no se percibe; estos inconvenientes vienen determinados por la forma de la sala, y si ésta es complicada, como sucede, por ejemplo, en una catedral gótica, resulta prácticamente imposible evitarlos completamente. No obstante, se logra, previa localización de las paredes en que se producen las reflexiones más perturbadoras, mejorar algo las condiciones acústicas del local, tratando de disminuir la importancia de aquellas reflexiones cubriendo la pared con sustancias absorbentes del sonido (cortinas, fieltro, etc.) o variando ligeramente, cuando sea posible, la geometría de la sala.

Con objeto de ver cómo se distribuyen las ondas sonoras en una sala se llevan a cabo investigaciones sobre maquetas que reproducen (a la escala de 1:50) una sección de la sala; dichos modelos contienen agua, sobre la que se producen (con centro en el lugar correspondiente donde las ondas sonoras deben originarse) ondas superficiales, cuya longitud de onda ($\lambda \simeq 1$ cm.) guarda, respecto a las del sonido ($\lambda \simeq 50$ cm.), la misma proporción existente entre las dimensiones de la sala y su maqueta. De este modo se obtiene sobre la superficie del agua una imagen de lo que sucederá con el sonido, viéndose por ejemplo, dónde hay excesiva concentración o anulación de las ondas, y de esta forma, sobre la maqueta, pueden estudiarse las modificaciones que hay que introducir, bien sea en la forma, bien en el material, para conseguir una perfecta difusión de la energía sonora por todo el local.

Como resultado de estas experiencias he aquí las principales normas aconsejables:

1ª Modificar la orientación de las superficies que pueden originar ecos, de modo que las ondas al reflejarse se dirijan hacia zonas donde no haya auditorio, y de no poder conseguirlo, se recubren de materiales absorbentes.

2ª Situar superficies reflectoras en las proximidades del foco sonoro (escenario, estrado del conferenciante, etc.), con la oportuna orientación, de modo que se obtengan ondas secundarias que se propaguen con brevísimo intervalo respecto a la principal.

3ª Procurar que las superficies del fondo sean absorbentes.

4.2 ABSORCION Y REFLEXION DEL SONIDO

Hemos visto que si no existe degradación de la energía acústica en el medio en que se propagan estas ondas, la intensidad de una onda plana permanece constante mientras que la de una onda esférica disminuye como $1/r^2$.

De hecho, la propagación del sonido se halla acompeñada siempre de una de - una disipación de energía bajo la forma de un desprendimiento de calor. Para el aire esta disipación se encuentra unida a los fenómenos de viscosidad, conducción térmica y relajación de las moléculas. Cuando se trata de sólidos, fenómenos equivalentes provocan también una degradación de la energía acústica.

Por lo que se refiere a las ondas planas o esféricas, la pérdida de intensidad acústica que acompeña a estos distintos fenómenos es proporcional a la intensidad acústica que reina en el punto considerado. El resultado de todo esto es que la intensidad queda reducida, en el transcurso de la propagación de las ondas, de una manera exponencial:

$$I(x) = I(x_0) \cdot e^{-2m(x-x_0)} \qquad \text{para una onda plana}$$

$$I(r) = I(r_0) \cdot \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 e^{-2m(r-r_0)} \qquad \text{para una onda esférica}$$

m se denomina constante de atenuación del medio y se expresa en nepers/metro, siendo el néper una unidad que vale aproximadamente 8, 7 dB.

Tomando logaritmos en los dos miembros de las igualdades precedentes, tras haber dividido éstas por la intensidad de referencia I_0 , obtenemos:

$$S(x) = S(x_0) - a(x - x_0) \qquad \text{para una onda plana}$$

$$S(r) = S(r_0) - 20 \log \frac{r}{r_0} - a(r - r_0) \qquad \text{para una onda esférica}$$

siendo S el nivel de presión o intensidad y a el número de decibelios perdidos por metro de recorrido, a causa de las pérdidas de energía en el medio, a (en decibelios/metro) = 9,7 m (en nepers/metro).

4.2.1 Absorción por el aire.

Varios teóricos e investigadores han demostrado que la constante de atenuación del sonido por el aire depende de:

- La frecuencia de los sonidos considerados.
- El tanto por ciento de humedad relativa.
- La temperatura.

Los sonidos de frecuencia aguda son mejor absorbidos que los sonidos de frecuencia baja. Esto explica el hecho de que cuando más nos alejamos de una fuente de ruido (avión, orquesta al aire libre), más grave nos parece el ruido percibido.

A una temperatura dada existe un porcentaje de humedad relativa para el cual la absorción pasa por un máximo que se acentúa particularmente para las frecuencias agudas. Este porcentaje de humedad es bajo, y corresponde a un aire muy seco (fig. 4.1).

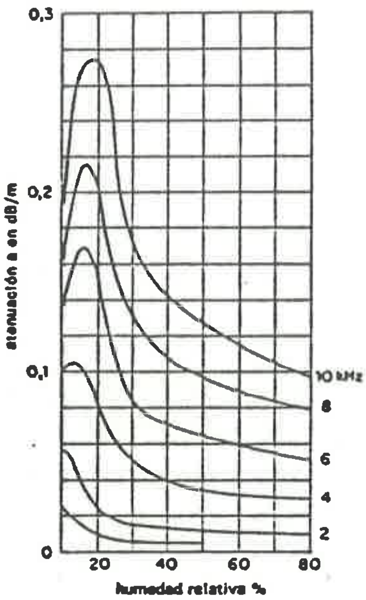

Fig. 4.1 Atenuación del sonido en el aire a 20° C, en función del tanto por ciento de humedad.

4.2.2 Absorción y reflexión en superficies.

En cada reflexión del sonido, parte de la energía que transporta la onda sonora es absorbida por la superficie reflectora y el resto se refleja. Llamamos coeficiente de absorción α de la superficie reflectora a la fracción de la energía incidente que absorbe. Así pues, llamando I_0 a la intensidad de la onda sonora incidente e I_1 a la de la reflejada, será

$$I_1 = I_0 - I_0\,\alpha = I_0\,(1-\alpha) \qquad \text{siendo} \qquad 0 < \alpha < 1$$

Este coeficiente de absorción no tiene nada que ver con el m definido en el caso anterior que correspondería a la absorción del sonido por parte del aire y de la que podemos prescindir por el momento. El coeficiente α depende de la naturaleza de la superficie reflectora y en la tabla 4.1 pueden verse algunos va-

lores. Como en una sala existirán multitud de superficies reflectoras diferentes, para simplificar el cálculo tomaremos la media ponderada $\bar{\alpha}$ de los coeficientes de absorción presentes y consideraremos que todas las superficies reflec-

TABLA 4.1 COEFICIENTES DE ABSORCION

Material	Frecuencia, Hz					
	125	250	500	1000	2000	4000
Pared de ladrillo	0,05	0,04	0,02	0,04	0,05	0,05
Hormigón	0,02	0,02	0,02	0,04	0,05	0,05
Suelo de madera	0,02	0,04	0,05	0,05	0,10	0,05
Madera contraplacada $\frac{1}{2}$ pulg. espesor, fijada a 3 cm de la pared	0,35	0,20	0,15	0,10	0,05	0,05
Placas corcho 1 pulg. espesor	0,05	0,10	0,20	0,55	0,60	0,55
Losas acústicas $\frac{1}{2}$ pulg. adheridas a la pared	0,10	0,20	0,40	0,50	0,45	0,50
Poderes absorbentes, m^2						
Persona sentada	0,16	0,33	0,44	0,48	0,47	0,43
Asiento de madera desocupado	0,007	0,012	0,015	0,015	0,018	0,020

tores tienen este coeficiente de absorción medio

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \cdots}{S_1 + S_2 + \cdots} \qquad (4.1)$$

donde S_1 es el área de la superficie cuyo coeficiente de absorción es α_1, S_2 la de aquella que posee el coeficiente de absorción α_2, etc. Al producto $\alpha_i \cdot S_i$ se le da el nombre de poder absorbente de la superficie de área S_i, y como α_i es un número abstracto, se medirá en m^2. En los países de habla inglesa es corriente medirlo en sabine, lo que corresponde a medir la superficie en pies cuadrados.

Por otra parte, en una sala de forma cualquiera, la onda sonora sufrirá multitud de reflexiones, dada la magnitud de la celeridad del sonido, y los tramos recorridos entre reflexiones sucesivas tienen longitudes muy variadas. El cálculo demuestra que su valor medio, al que se da el nombre de recorrido libre medio

lores. Como en una sala existirán multitud de superficies reflectoras diferentes, para simplificar el cálculo tomaremos la media ponderada $\bar{\alpha}$ de los coeficientes de absorción presentes y consideraremos que todas las superficies reflec-

TABLA 4.1 COEFICIENTES DE ABSORCION

Material	Frecuencia, Hz					
	125	250	500	1000	2000	4000
Pared de ladrillo	0,05	0,04	0,02	0,04	0,05	0,05
Hormigón	0,02	0,02	0,02	0,04	0,05	0,05
Suelo de madera	0,02	0,04	0,05	0,05	0,10	0,05
Madera contraplacada $\frac{1}{2}$ pulg. espesor, fijada a 3 cm de la pared	0,35	0,20	0,15	0,10	0,05	0,05
Placas corcho 1 pulg. espesor	0,05	0,10	0,20	0,55	0,60	0,55
Losas acústicas $\frac{1}{2}$ pulg. adheridas a la pared	0,10	0,20	0,40	0,50	0,45	0,50
Poderes absorbentes, m^2						
Persona sentada	0,16	0,33	0,44	0,48	0,47	0,43
Asiento de madera desocupado	0,007	0,012	0,015	0,015	0,018	0,020

tores tienen este coeficiente de absorción medio

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \cdots}{S_1 + S_2 + \cdots} \tag{4.1}$$

donde S_1 es el área de la superficie cuyo coeficiente de absorción es α_1, S_2 la de aquella que posee el coeficiente de absorción α_2, etc. Al producto $\alpha_i \cdot S_i$ se le da el nombre de poder absorbente de la superficie de área S_i, y como α_i es un número abstracto, se medirá en m^2. En los países de habla inglesa es corriente medirlo en sabine, lo que corresponde a medir la superficie en pies cuadrados.

Por otra parte, en una sala de forma cualquiera, la onda sonora sufrirá multitud de reflexiones, dada la magnitud de la celeridad del sonido, y los tramos recorridos entre reflexiones sucesivas tienen longitudes muy variadas. El cálculo demuestra que su valor medio, al que se da el nombre de recorrido libre medio

lores. Como en una sala existirán multitud de superficies reflectoras diferentes, para simplificar el cálculo tomaremos la media ponderada $\bar{\alpha}$ de los coeficientes de absorción presentes y consideraremos que todas las superficies reflec-

TABLA 4.1 COEFICIENTES DE ABSORCION

Material	Frecuencia, Hz					
	125	250	500	1000	2000	4000
Pared de ladrillo	0,05	0,04	0,02	0,04	0,05	0,05
Hormigón	0,02	0,02	0,02	0,04	0,05	0,05
Suelo de madera	0,02	0,04	0,05	0,05	0,10	0,05
Madera contraplacada $\frac{1}{2}$ pulg. espesor, fijada a 3 cm de la pared	0,35	0,20	0,15	0,10	0,05	0,05
Placas corcho 1 pulg. espesor	0,05	0,10	0,20	0,55	0,60	0,55
Losas acústicas $\frac{1}{2}$ pulg. adheridas a la pared	0,10	0,20	0,40	0,50	0,45	0,50
Poderes absorbentes, m^2						
Persona sentada	0,16	0,33	0,44	0,48	0,47	0,43
Asiento de madera desocupado	0,007	0,012	0,015	0,015	0,018	0,020

tores tienen este coeficiente de absorción medio

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \cdots}{S_1 + S_2 + \cdots} \tag{4.1}$$

donde S_1 es el área de la superficie cuyo coeficiente de absorción es α_1, S_2 la de aquella que posee el coeficiente de absorción α_2, etc. Al producto $\alpha_i \cdot S_i$ se le da el nombre de poder absorbente de la superficie de área S_i, y como α_i es un número abstracto, se medirá en m^2. En los países de habla inglesa es corriente medirlo en sabine, lo que corresponde a medir la superficie en pies cuadrados.

Por otra parte, en una sala de forma cualquiera, la onda sonora sufrirá multitud de reflexiones, dada la magnitud de la celeridad del sonido, y los tramos recorridos entre reflexiones sucesivas tienen longitudes muy variadas. El cálculo demuestra que su valor medio, al que se da el nombre de recorrido libre medio

lores. Como en una sala existirán multitud de superficies reflectoras diferentes, para simplificar el cálculo tomaremos la media ponderada $\overline{\alpha}$ de los coeficientes de absorción presentes y consideraremos que todas las superficies reflec-

TABLA 4.1 COEFICIENTES DE ABSORCION

Material	Frecuencia, Hz					
	125	250	500	1000	2000	4000
Pared de ladrillo	0,05	0,04	0,02	0,04	0,05	0,05
Hormigón	0,02	0,02	0,02	0,04	0,05	0,05
Suelo de madera	0,02	0,04	0,05	0,05	0,10	0,05
Madera contraplacada $\frac{1}{2}$ pulg. espesor, fijada a 3 cm de la pared	0,35	0,20	0,15	0,10	0,05	0,05
Placas corcho 1 pulg. espesor	0,05	0,10	0,20	0,55	0,60	0,55
Losas acústicas $\frac{1}{2}$ pulg. adheridas a la pared	0,10	0,20	0,40	0,50	0,45	0,50
Poderes absorbentes, m^2						
Persona sentada	0,16	0,33	0,44	0,48	0,47	0,43
Asiento de madera desocupado	0,007	0,012	0,015	0,015	0,018	0,020

tores tienen este coeficiente de absorción medio

$$\overline{\alpha} = \frac{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \cdots}{S_1 + S_2 + \cdots} \qquad (4.1)$$

donde S_1 es el área de la superficie cuyo coeficiente de absorción es α_1, S_2 la de aquella que posee el coeficiente de absorción α_2, etc. Al producto $\alpha_i . S_i$ se le da el nombre de poder absorbente de la superficie de área S_i, y como α_i es un número abstracto, se medirá en m^2. En los países de habla inglesa es corriente medirlo en sabine, lo que corresponde a medir la superficie en pies cuadrados.

Por otra parte, en una sala de forma cualquiera, la onda sonora sufrirá multitud de reflexiones, dada la magnitud de la celeridad del sonido, y los tramos recorridos entre reflexiones sucesivas tienen longitudes muy variadas. El cálculo demuestra que su valor medio, al que se da el nombre de recorrido libre medio

vale:

$$L = \frac{4V}{S} \qquad (4.2)$$

donde V es el volumen de la sala y $S = \sum S_i$ es el área de la superficie reflectora total, expresado en m^3 y m^2, respectivamente.

El gran número de reflexiones nos permite realizar un estudio estadístico de la disminución de la intensidad del sonido, empleando los valores definidos por las ecuaciones 4.1 y 4.2. Veamos: Llamando I_0 a la intensidad del sonido antes de realizar la primera reflexión, inmediatamente después de ésta será, según indicamos antes,

$$I_1 = I_0 (1 - \bar{\alpha})$$

y tras la segunda

$$I_2 = I_1 (1 - \bar{\alpha})$$

y análogamente

$$I_3 = I_2 (1 - \bar{\alpha})$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$I_n = I_{n-1} (1 - \bar{\alpha})$$

de donde, tras n reflexiones, tendremos

$$I_n = I_0 (1 - \bar{\alpha})^n \qquad (4.3)$$

4.3 TIEMPO DE REVERBERACION

Consideremos en una sala un orador O que pronuncia una sílaba y un auditor A que la recibe. La sílaba la emite O en un tiempo corto pero finito y alcanza al auditor A por la vía directa en primer lugar, si bien antes de finalizar el tiempo de duración de la sílaba ésta sigue llegando al oído tras múltiples reflexiones en las distintas superficies que limitan el interior de la sala. Esto hace que la intensidad del sonido se refuerce, pues se superponen en el oído las ondas que llegan directamente y tras múltiples reflexiones, aportando energía todas ellas. Terminado el tiempo de duración de la sílaba, deja de llegar el sonido por vía directa (lo cual entraña una disminución de la intensidad) y siguen llegando ondas reflejadas, desapareciendo primeramente las que han recorrido menor longitud y gradualmente las demás, hasta que la intensidad se hace inferior a la umbral. Este fenómeno lleva el nombre de reverberación. Puede demostrarse que tanto la elevación de la intensidad del sonido como su posterior disminución son funciones exponenciales del tiempo.

De lo expuesto se desprende que la reverberación presenta un aspecto positivo para la Acústica de una sala, cual es reforzar la intensidad del sonido. Por eso, para hacernos oír al aire libre tenemos que esforzarnos más que para lograr igual fin en el interior de un local. No obstante, también presenta un aspecto negativo: si la persistencia del sonido en el oído del auditor A es grande y el orador O pronuncia varias sílabas seguidas, podrá ocurrir que llegue al oído la segunda y tal vez la tercera cuando aún se esté percibiendo la primera. Las sílabas cabalgan unas sobre otras y la palabra resulta entonces poco inteligible. Las iglesias antiguas están construidas de manera que posean una gran reverberación a fin de que el predicador pudiera hacerse oír bien por los feligreses en aquellos tiempos en que no se disponía de equipos amplificadores. Aprovechaban así el aspecto positivo de la reverberación. Pero para obviar el negativo, se veían obligados a hablar separando mucho las sílabas. De ahí el estilo ampuloso de los viejos predicadores.

Para ver cómo disminuye la intensidad del sonido después de n reflexiones, vamos a calcular el camino recorrido por la onda en una habitación que tenga una superficie S y un volumen V. Este camino recorrido por la onda sería:

$$n \frac{V}{S} = v t$$

que en virtud de la ecuación 4.2 será

$$n = \frac{v S}{4 V} t$$

y sustituyendo en la ecuación 4.3 y suprimiendo el subíndice n queda

$$I = I_0 (1 - \bar{\alpha})^{(vS/4V)t}$$

y tomando logaritmos

$$\ln \frac{I}{I_0} = \frac{v S t}{4 V} \ln (1 - \bar{\alpha}) = - \delta t \qquad (4.4)$$

donde

$$\delta = \frac{v S}{4V} \ln \frac{1}{1 - \bar{\alpha}}$$

resulta, pues

$$I = I_0 e^{-\delta t}$$

lo cual pone de manifiesto el decrecimiento exponencial de I.

Para medir la rapidez de este decrecimiento definiremos el tiempo de reverberación T como el tiempo que ha de transcurrir para que la intensidad de un sonido se reduzca a su millonésima parte. Es decir, $I/I_0 = 10^{-6}$ en la ecuación(4.4) obtenemos

$$\ln 10^{-6} = -13,8 = \frac{v S T}{4 V} \ln (1 - \bar{\alpha})$$

y sustituyendo $v = 344$ m/s, resulta

$$T = -\frac{0{,}16\, V}{S \ln(1-\bar{\alpha})} \text{ segundos} \qquad (4.5)$$

que es la fórmula de Eyring para el tiempo de reverberación.

El Análisis Matemático enseña que el logaritmo neperiano puede desarrollarse en serie, dando

$$\ln(1-\bar{\alpha}) = -\left(\bar{\alpha} + \frac{\bar{\alpha}^2}{2} + \frac{\bar{\alpha}^3}{3} + \ldots\right)$$

y si $\bar{\alpha}$ es suficientemente menor que la unidad podremos despreciar frente al primer término todos los demás, quedando

$$\ln(1-\bar{\alpha}) = -\bar{\alpha}$$

y sustituyendo esta expresión en la ecuación (4.5) queda la fórmula de Sabine

$$\boxed{T = 0{,}16\,\frac{V}{S\bar{\alpha}} = 0{,}16\,\frac{V}{\sum \alpha_i S_i}}$$

donde se ha tenido en cuenta la ecuación (4.1)

En todo lo anterior no se ha tenido en cuenta la absorción del sonido por parte del aire, la cual resulta tanto más importante cuanto más elevada sea la frecuencia. Además, en una sala grande el recorrido libre medio L es mayor que en una sala pequeña, por lo que en ésta el número de reflexiones por segundo será mayor y por tanto prevalecerá, en gran manera, la absorción en las reflexiones sobre la absorción por el aire. Todo ello conduce a modificar el coeficiente de absorción medio $\bar{\alpha}$ agregándole un término mL, con lo que deberá tomarse, en lugar de aquél, otro coeficiente $\alpha = \bar{\alpha} + mL$. Donde m es una constante que depende, por una parte, de los efectos de viscosidad y conductibilidad calorífica del aire, y por otra, de la absorción molecular y de los intercambios energéticos de las moléculas al chocar entre sí.

Se comprende que el tiempo de reverberación óptimo dependerá del fin a que se destine la sala. Una sala de conferencias, por ejemplo, no deberá tener un tiempo de reverberación, para frecuencias medianas, mucho mayor que un segundo, con el fin de que la palabra sea bien inteligible. En cambio, la música de órgano puede admitir tiempos de reverberación del orden de los 4 segundos y aún mayores. También el volumen de la sala influye en dicho tiempo de reverberación. En

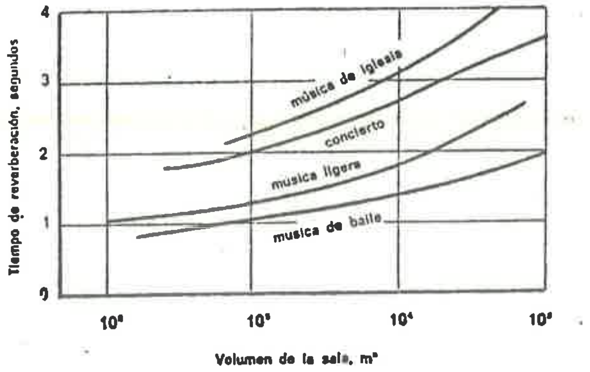

Fig. 4.2 Tiempos de reverberación óptimos.

todo caso, el valor óptimo es algo totalmente subjetivo y por ello en los Estados Unidos se considera conveniente que a frecuencias del orden de 100 Hz el tiempo de reverberación sea un 50% mayor que a 500 Hz. En Europa se prefiere mantener un tiempo de reverberación lo más constante posible a todas las frecuencias. En Estados Unidos admiten esto para frecuencias de 500 Hz en adelante. En la figura 4.2 pueden verse tiempos de reverberación óptimos para distintos volúmenes de la sala y distintas utilizaciones de la misma.

Para ajustar el tiempo de reverberación de una sala al valor óptimo, basta agregar o suprimir superficies de material muy absorbente, tales como alfombras, cortinas, etc.

4.4 DIFUSION Y SISTEMAS DE RESONANCIA PROPIOS DE LOS LOCALES

Como ya hemos visto anteriormente si el espacio considerado, en lugar de ser abierto, está cerrado, las ondas emitidas chocan contra las superficies limitadoras, con lo que dan origen a ondas reflejadas, y así sucesivamente. Tras haber puesto en acción la fuente sonora y cuando ya han tenido lugar varias reflexiones del sonido, la presión acústica que existe en un punto del volumen cerrado es la resultante de las presiones de las ondas que han sido emitidas en distintos momentos y que, en el instante de la observación, pasan por el punto considerado. Cuando estas ondas son muy numerosas, de intensidades comparables y procedentes de todas las direcciones del espacio en cantidades iguales, se dice que el campo acústico es difuso.

Veamos con mayor detalle cómo se puede determinar el campo acústico reinante en un local. Empecemos por un caso particular.

Supongamos que la fuente de sonido haya emitido simplemente una señal de tipo impulso, es decir, de muy corta duración (por ejemplo una palmada). Para cono cer el campo acústico, basta buscar cuál es la posición, en cada instante, de la onda emitida inicialmente o, lo que viene a ser lo mismo, encontrar el camino de los rayos sonoros salidos de la fuente. Si las paredes del local son superficies planas o sin relieve ni curvatura acentuados (dimensiones del relieve netamente inferiores a la longitud de onda de los sonidos considerados, radio de curvatura grande en comparación con la misma longitud), se comportan en relación con los rayos sonoros como reflectores ópticos con un coeficiente de reflexión que depende de su poder de absorción acústico.

Tomemos, como ejemplo, el caso de una gran sala de espectáculos paralelepipédica (fig. 4.3), hallándose situada la fuente de sonido en S, encima del escenario. Un observador situado en O percibirá primero la señal impulsiva que se propagó directamente y quedó reducida por efecto de la distancia SO. Este sonido será observado en el instante $\frac{SO}{v}$, si el instante 0 es aquel en el que la fuente ha emitido el impulso sonoro.

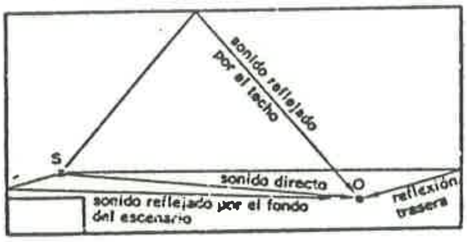

Fig. 4.3 Propagación del sonido en un local.

El observador percibirá acto seguido los impulsos reflejados por las distintas paredes según trayectos de rayos sonoros tales como los representados en la figura. Estos impulsos reflejados son menos intensos que el impulso inicial, dado que han recorrido más distancia que el impulso directo y han perdido una parte de su energía en el transcurso de las diversas reflexiones. Conociendo la posición relativa de S y O, así como el coeficiente de absorción de cada superficie, es relativamente fácil, de acuerdo con la ecuación 4.3, calcular la intensidad de cada impulso reflejado. Este tipo de cálculo puede hacerse fácilmente para los primeris rayos reflejados, pero resulta más difícil cuando se trata de reflexiones de orden elevado. En general, los impulsos correspondientes a reflexiones de orden elevado son tan numerosos que se entremezclan y dan un sonido de fondo cuya intensidad va decreciendo con el tiempo a consecuencia de la absorción de la energía acústica por las paredes.

El retraso y la intensidad de los primeros impulsos reflejados, comparativamente al impulso directo, desempeñan un gran papel en la calidad acústica de la sala. Por ejemplo, un primer impulso reflejado de intensidad comparable al impulso directo y distante de este último más de 30 m da la impresión de eco. En general, se hace lo posible para evitar este fenómeno. Se le puede eliminar mediante la colocación de materiales absorbentes sobre la o las paredes causantes del eco. Ciertas consideraciones geométricas en el momento de proyectar el local pueden también evitarlo. Estas consideraciones consisten en dibujar la sala de manera que la primera reflexión intensa llegue a los puntos de escucha menos de 30 m después del impulso directo. Para esto se precisa que los rayos sonoros reflejados no tengan una longitud que sobrepase de 10 m la longitud del rayo sonoro directo. Si la sala es muy grande, esto sólo es posible instalando reflectores especiales cerca de la fuente de sonido. La figura 4.4 proporciona un ejemplo de este sistema: utilización de reflectores encima de la orquesta en una sala de conciertos.

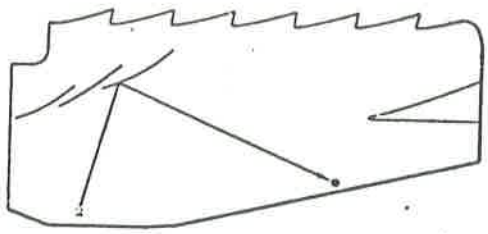

Fig. 4.4 Sección longitudinal de una sala de conciertos mostrando reflectores de sonido situados encima de la orquesta.

La rapidez con la que decrece el fondo sonoro constituido por la superposición de la multitud de impulsos reflejados tiene también importancia sobre la calidad acústica de la sala. Por ejemplo, en el caso de una sala para conferencias, si el citado decrecimiento es demasiado lento (gran reverberación), el final de las sílabas emitidas tiene tendencia a tapar las sílabas siguientes, lo que dificulta la comprensión de la palabra. Más adelante veremos la forma de determinar el tiempo de reverberación en función de las características de la sala.

Pasemos ahora a un caso más general, el de una fuente sonora que emite un sonido puro o un ruido continuado, es decir, tiene un carácter permanente. Para cada punto de observación la presión acústica es resultado de la presión del campo directo, es decir, de las ondas que se han propagado libremente antes de chocar con cualquier pared, y de la presión del campo reverberado, o sea, de las on das que se han reflejado una o varias veces contra las paredes. Cuando las paredes del local son muy reflectoras no resulta fácil determinar, mediante simples consideraciones geométricas del tipo de las que acabamos de exponer, el campo acústico reverberado. La dificultad reside entonces en el hecho de que es necesario tener en cuenta un número muy grande de reflexiones para representar con suficiente exactitud el campo acústico. Solamente en casos geométricos simples (locales paralelepipédicos en particular) y con ayuda de una máquina calculadora se pueden hacer predicciones teóricas con este método. Para proseguir nuestras explicaciones, vamos a examinar el problema de otra manera.

Bajo el efecto de una conmoción cualquiera producida por una fuente de sonido, el conjunto del aire contenido en un local cuyas paredes son reflectoras se pone a vibrar. En general estas vibraciones son complejas, pues son la resultante de la superposición de las vibraciones de un mayor o menor número de modos de resonancia propios del local, excitados por la fuente sonora. Cada resonancia del local se explica por el hecho de que una onda acústica con forma y dirección de propagación particulares para la resonancia, tras un recorrido más o menos complejo por el local vuelve a encontrarse en su punto de partida. Se dice entonces que la onda es estacionaria.

Mientras la fuente actúa, las resonancias tienen lugar a las frecuencias de la fuente. Se dice entonces que las oscilaciones de los modos propios son forzadas. En cuanto deja de actuar la fuente de sonido, las oscilaciones son libres. Tienen entonces una frecuencia independiente de las de la fuente, son las frecuencias propias de resonancia. Cuando son libres, las oscilaciones se amortiguan con el curso del tiempo de una manera exponencial, con un factor de amortiguamiento que depende del poder de absorción de las paredes, del mobiliario y del aire. Sea libre o forzada, una resonancia se traduce por una presión acústica en el local cuya frecuencia es la de la oscilación y cuya amplitud es variable en los distintos puntos del local. En ciertos puntos la amplitud es máxima, son los llamados vientres de presión. En otros es mínima, son los nodos de presión. Las diferencias de nivel correspondientes pueden alcanzar varias decenas de decibelios en un local muy reverberante. En general, las paredes son la sede de vientres de presión, aunque pueden también existir vientres en otros lugares, en el interior del local.

La frecuencia propia, así como la geometría de las resonancias de un local, dependen de la forma del mismo. Sólo pueden determinarse exactamente en casos sencillos: locales paralelepipédicos, cilíndricos, esféricos . . .

Para un local paralelepipédico cuyas paredes son bien reflectoras, las - frecuencias de resonancias vienen dadas por:

$$\nu_N = \frac{v}{2}\sqrt{\frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{\ell^2} + \frac{p^2}{h^2}} \qquad (4.6)$$

siendo m, n, p enteros positivos o nulos cuyo conjunto viene designado por la letra N.

L, ℓ, h son las dimensiones del local en metros, v es la celeridad del so nido en metros/segundo.

En el caso de paredes muy reflectoras la presión acústica originada por - una de estas resonancias formada libremente es de la forma:

$$p_N = A \cos\frac{m\pi x}{L} \cos\frac{n\pi y}{\ell} \cos\frac{p z \pi}{h} \cos 2\pi \nu_N t$$

siendo A la amplitud de la presión en los vientres.

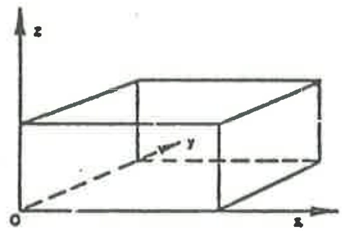

Fig. 4.5 Local Paralelepipédico (ejes de coordenadas).

En este caso teórico la presión es nula en los nodos. Las variables x, y, z son las coordenadas rectangulares con el origen en una esquina del local - (fig. 4.5).

Todas estas resonancias pueden explicarse por recorridos de ondas planas según la dirección cuyos parámetros directores son:

$$\frac{m}{L}, \frac{n}{\ell}, \frac{p}{h}$$

Por ejemplo, cuando n y p son nulos, las resonancias corresponden a idas y vueltas de ondas planas en el sentido longitudinal; se dice entonces que son ondas axiales.

Para estas resonancias, la presión es la misma en intensidad y fase para todos los puntos de un plano perpendicular a la longitud del local. En el caso más simple, es decir, para $m = 1$, la repartición de la amplitud de la presión en función de la abscisa x viene indicada en la figura 4.6, y la frecuencia correspondiente es

$$\nu_1 = \frac{c}{2L}$$

Por ejemplo, para un local de 6 m de largo

$$\nu_1 = 28{,}3 \text{ Hz}$$

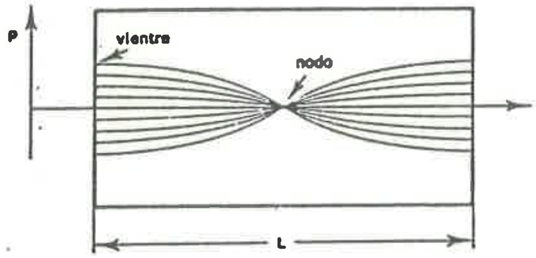

Fig. 4.6 Local paralelepipédico. Presión acústica en distintos instantes en el caso de la resonancia axial ($m = 1$, $n = 0$, $p = 0$).

De todo el conjunto de resonancias del local, ésta es la que tiene la frecuencia más baja.

Si solamente uno de los tres números m, n, p es nulo, el modo correspondiente se denomina tangencial, dado que la dirección de propagación de las ondas correspondientes permanece paralela al plano de una de las paredes.

Si ninguno de los números m, n, p es nulo, el modo de vibración correspondiente se llama oblicuo.

Si en (4.6) se dan todos los valores posibles a m, n, p, se comprueba que las frecuencias de resonancia de un local paralelepipédico se reparten de una forma irregular. Están muy espaciadas para pequeños valores m, n, p, y se aproximan cada vez más a medida que m, n, y p crecen.

Se puede demostrar que para las frecuencias netamente superiores a la frecuencia de resonancia más baja, el número de resonancias cuya frecuencia se encuentra comprendida entre ν y $\nu + \Delta\nu$ es:

$$\mathcal{N} \simeq \frac{4\pi \nu^2 V}{c^3} \Delta\nu \qquad (4.7)$$

siendo V el volumen del local en metros cúbicos.

Se comprueba que cuando $\frac{\Delta\nu}{\nu}$ es constante (por ejemplo, octava o 1/3 de octava), este número crece proporcionalmente a ν^3. Así pues, si existen 10 resonancias con su frecuencia en el tercio de octava centrado en 100 Hz, existen

10.000 en el tercio de octava centrado sobre 1.000 Hz.

Una vez interrumpida la fuente de sonido, las ondas estacionarias que engendran una resonancia no subsisten eternamente en el local, sino que se debilitan continuamente debido a su pérdida de energía en el aire y en las paredes, y el tiempo necesario para que la presión acústica se reduzca a 1/1000 de su valor inicial es el que hemos llamado tiempo de reverberación del local; en general este tiempo de reverberación depende de la resonancia considerada.

Para un local paralelepipédico en el que todas las paredes tengan el mismo poder de absorción por unidad de superficie, se puede demostrar que los modos oblicuos tienen todos el mismo factor de mortiguamiento y que este factor es mayor que el de los modos axiales. Los modos tangenciales, por su naturaleza, ocupen una posición intermedia. Ahora que conocemos el comportamiento de los modos de vibración de un local, examinaremos los fenómenos de forma más detallada.

4.4.1 Caso general.

Supongamos que la fuente sonora no emite más que un sonido puro, continuado, de frecuencia ν . Ciertos elementos de las ondas emitidas continuamente por la fuente de sonido pueden tener direcciones de propagación idénticas a las de rayos sonoros asociados a ciertos modos de resonancia del local. Entre todos estos modos de resonancia, algunos pueden tener una frecuencia propia muy próxima, e incluso idéntica a la frecuencia de la fuente; en estas circunstancias existe concordancia de éstos con la fuente sonora. Una vez puesta en acción la citada fuente, estos modos quedan, pues, excitados y se ponen a vibrar cada vez con mayor fuerza, dado que la fuente les suministra sin cesar cierta cantidad de energía complementaria, hasta el momento en que se establece un equilibrio entre la energía que reciben y la que pierden. Este equilibrio se alcanza a un nivel más elevado cuanto más bajo es el factor de amortiguamiento del modo de resonancia.

Los demás elementos de las ondas, aquellos cuyas direcciones no cumplen las condiciones de resonancia, desaparecen tras cierto número de reflexiones sin haber experimentado un refuerzo sistemático como ocurre en el caso precedente.

Según que una gran parte de los elementos de las ondas emitidas por la fuente de sonido satisfagan o no las condiciones geométricas de concordancia -

con un modo de resonancia del local, se dice que el acoplamiento de la fuente con el modo de resonancia es fuerte o no. Si, por ejemplo, la fuente de sonido es puntual (pequeña esfera pulsante) y se encuentra situada en un nodo de un modo, el acoplamiento es nulo, el modo de vibración no puede ser excitado: esto se debe al hecho de que al pasar de uno a otro lado de un nodo, la presión acústica cambia de signo (compresión en un lado y expansión en el otro), mientras que una fuente puntual crea, a uno y otro lado, una presión del mismo signo. Si, por el contrario, la fuente sonora se halla situada en un vientre del modo, el acoplamiento es elevado. Entre los casos extremos de concordancia y no concordancia entre fuentes de sonido y modos, existen los casos intermedios en los que ciertos modos son excitados en condiciones muy próximas a las de concordancia: por ejemplo, concordancia para las condiciones geométricas, pero ligera discordancia de frecuencia, y viceversa.

Resumiendo, podemos decir que bajo el efecto de una fuente sonora de frecuencia pura, cierto número de modos de vibración pueden excitarse intensamente, mientras otros lo hacen en menor grado o no lo hacen en absoluto. La excitación de un modo de frecuencia propia ν_N es tanto más fuerte cuanto:

- mayor es la potencia acústica de la fuente,
- mejor es el acoplamiento de la fuente al modo considerado,
- más próxima se halla la frecuencia ν de la fuente de sonido a la frecuencia ν_N del modo,
- menor es el amortiguamiento de la resonancia del modo.

Se puede demostrar de forma rigurosa que la presión acústica p (x, y, z, t) existente en el instante t en el punto de coordenadas (x, y, z) puede considerarse como la resultante algébrica de las presiones acústicas p_N (x, y, z, t) correspondiente a cada modo de resonancia, más o menos excitado.

$$p(x, y, z, t) = \sum_N p_N(x, y, z, t)$$

En el caso de locales de formas sencillas los valores p_N pueden calcularse de manera rigurosa.

Cuando un local es muy reverberante sus resonancias son muy selectivas. Esto significa que éstas no pueden ser excitadas más que por una fuente que emita sonidos de frecuencias sumamente próximas a su frecuencia propia. Ahora bien, hemos visto que el número de resonancias contenidas en una banda de frecuencias dada es tanto más pequeño cuanto más cerca de las frecuencias bajas se encuentre situada la citada banda. Existe pues un campo de frecuencias, por debajo de un cierto límite, para el cual una fuente de sonido puro sólo puede excitar intensamente una o dos resonancias del local, aquellas cuyas frecuencias son más próximas a la frecuencia de la fuente sonora. En este caso, la repartición de la presión acústica p en el local es muy heterogénea.

Un ligero desplazamiento del observador o de la fuente, ó un ligero deslizamiento de la frecuencia de la fuente, pueden acarrear una gran variación del nivel de la presión acústica percibida. Para este campo de frecuencias, la acústica del local es entonces muy defectuosa, dado que el espectro sonoro de una fuente de sonido se percibe en él de una manera muy deformada, al producir la reverberación de las resonancias excitadas un efecto denominado de tonel.

Por el contrario, más allá de cierta frecuencia, el número de resonancias excitadas por una fuente de sonido puro es suficientemente grande para que el campo acústico parezca homogéneo y difuso. Un desplazamiento del observador o de la fuente sonora, ligero cambio en la frecuencia de la fuente, no provocan ninguna modificación sensible en el nivel de la presión acústica percibida. Lo que no quiere decir que por ello la acústica del local deba ser forzosamente buena. De todas formas esta condición es indispensable para una buena acústica.

La frecuencia ν_0 que limita estos dos casos se puede determinar de una manera aproximada buscando a partir de qué frecuencia la distancia media d entre dos resonancias (sobre la escala de las frecuencias) es igual a la anchura de selectividad media $2\Delta\nu$ de una resonancia (fig. 4.7). Esta última puede definirse por los puntos más allá de los cuales el nivel de la presión acústica p_N resulta, a consecuencia de un deslizamiento de frecuencia de la fuente sonora, inferior en más de 3 dB al valor máximo del nivel obtenido cuando hay concordancia perfecta entre fuente y resonancia.

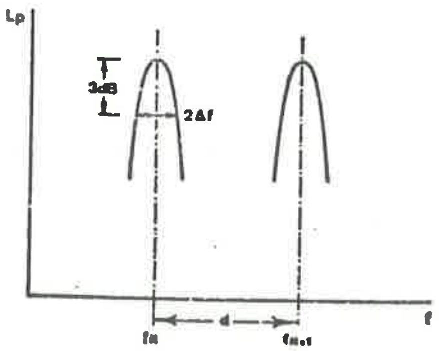

Fig. 4.7 Distancia entre dos resonancias adyacentes.

Se puede demostrar que:

$$\frac{2\,\Delta\nu}{\nu} = \frac{2,2}{T.\nu}$$

y según (4.7)

$$d = \frac{v^3}{4\pi\nu^2 V}$$

de donde deducimos la frecuencia límite ν_0

$$\nu_0 = \sqrt[2]{\frac{v^3 T}{8,8\,\pi V}} = \frac{v}{\sqrt[3]{4\pi V \frac{2,2}{T\,\nu}}}$$

La cual es tanto más baja cuanto mayor es el volumen del local y menos acentuada es la reverberación.

Ejemplo: En el caso de V = 50 m^3 y T = 4 s, encontraremos ν_0 = 350 Hz.

La determinación precedente supone que las frecuencias de las resonancias del local están distribuidas de forma equilibrada. Ahora bien, puede ocurrir que ciertas formas del local causen una agrupación de varias frecuencias de resonancia unas cerca de las otras, dejando vacíos importantes en otras zonas. Este es, por ejemplo, el caso de los locales cúbicos, que por esta razón son poco propicios a una buena acústica. En el caso de un local paralelapipédico algunos autores aconsejan, para conseguir una repartición de las frecuencias de resonancia lo más equilibrada posible, la utilización de locales cuyas dimensiones se hallen en las proporciones:

$$1,\ \sqrt{2}\ ,\ 1/\sqrt{2}$$
$$1,\sqrt[3]{5}\ ,\ 1/\sqrt[3]{5}$$

Sea lo que fuere, es matemáticamente imposible obtener, con un local paralelepipédico, una repartición absolutemente uniforme. Es posible que locales que no tengan sus paredes paralelas conduzcan a una mejor repartición. Sin embargo, no hay que creer que el hecho de no ser las caras paralelas basta en todos los casos para asegurar una repartición equilibrada.

Cuando las paredes del local son muy absorbentes, las ondes que chocan contra las mismas queden rápidamente absorbidas y el campo que reina en el local es resultado del campo directo y de algunas reflexiones. Este puede ser precisamente el caso de las oficinas tipo "paisaje". En este caso la presión acústica resultante de una fuente sonora debe determinarse por consideraciones geométricas. No estudiaremos este caso concreto, sino que examineremos con mayor detalle el caso de un campo reverberado difuso.

4.4.2 Caso del campo reverberado difuso.

Acabamos de ver que a frecuencias superiores a una cierta frecuencia límite ν_0, en caso de paredes reflectoras, el número de modos excitados es tan grande que el campo acústico reverberado parece homogéneo, es decir, tiene sensiblemente la misma presión acústica p_r en el conjunto del local. Además este campo es difuso, o sea que puede ser considerado como resultante de la superposición de infinidad de ondas planas de igual intensidad y propagándose en todas direcciones, sin relación de fase entre ellas. Hemos visto que este caso se presenta, para un local pequeño (50 m^3), a frecuencias superiores a 350 Hz aproximadamente. En una sala de varios millares de metros cúbicos, como por ejemplo una sala de conciertos, esto puede ocurrir a partir de algunos hercios.

En cada punto, el campo acústico es la superposición del campo directo que existiría en espacio libre, en presencia de la fuente sonora, y del campo reverberado; ambos se combinan de manera cuadrática:

$$p^2 = p_d^2 + p_r^2$$

siendo p el valor eficaz de la presión resultante.

p_d el valor eficaz de la presión directa

p_r el valor eficaz de la presión reverberada.

Se puede demostrar que para calcular p_d partiendo de la potencia acústica W de la fuente y siendo Q un factor que depende de la fuente del sonido:

$$p_d^2 = \frac{\rho c\, Q\, W}{4\pi r^2}$$

Q=1 si es una esfera pulsante.

Para determinar la presión del campo reverberado, es preciso hacer intervenir la intensidad acústica I que atraviesa un elemento de superficie plana unitario (fig. 4.8).

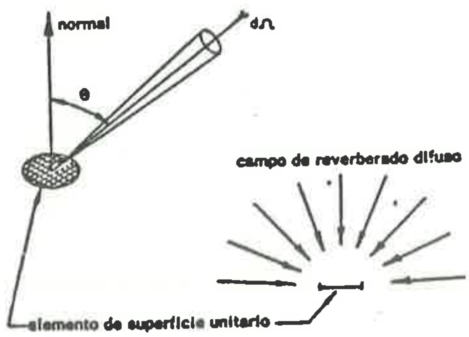

Fig. 4.8 Energía sonora que incide sobre un elemento de superficie.

Suponiendo difuso el campo reverberado, el cuadrado de la presión acústica - eficaz en un punto de las ondas planas cuya dirección de propagación está contenida en un ángulo sólido $d\Omega$ es:

$$\frac{p_r^2}{4\pi} d\Omega$$

donde p_r^2 es el cuadrado de la presión acústica eficaz del campo reverberado. La - intensidad debida a las ondas planas precedentes, que atraviesa el elemento de superficie, es:

$$dI = \frac{p_r^2}{4\pi\rho v} \cos\theta \, d\Omega$$

siendo θ el ángulo de incidencia de las ondas correspondientes.

Sumando(1) las intensidades relativas a todas las direcciones θ posibles se obtiene:

$$I = \frac{p_r^2}{4\pi\rho v} \int_0^{\pi/2} 2\pi \operatorname{sen}\theta \cos\theta \, d\theta = \frac{p_r^2}{4\rho v} \qquad (4.8)$$

Al chocar con una pared, el sonido reverberado pierde una parte de su energía. Esta parte está ligada a los coeficientes de absorción de las diferentes superficies por:

$$W_{abs} = I \left(\sum S_i \alpha_i\right)$$

en donde α_i es el coeficiente de absorción de Sabine de la pared de superficie S_i

I es la intensidad obtenida mediante (4.8).

La cantidad $A = \sum S_i \alpha_i$ se denomina área de absorción equivalente del local. Se expresa en metros cuadrados y se determina de manera aproximada por cálculo - cuando se conocen los coeficientes de absorción de las distintas superficies, o - bien de manera exacta por la medición del tiempo de reverberación del local (ver la continuación).

Cuando la fuente de sonido funciona durante un tiempo suficientemente largo, al final se establece un equilibrio entre la energía acústica que emite y la que es absorbida por las paredes.

Despreciando la energía absorbida en la primera reflexión (campo directo) ante la absorbida por el juego de las otras reflexiones (campo reverberado) el equi

(1) Se supone que no existe ningula relación de fase entre las diversas ondas planas que constituyen el campo acústico en el punto considerado.

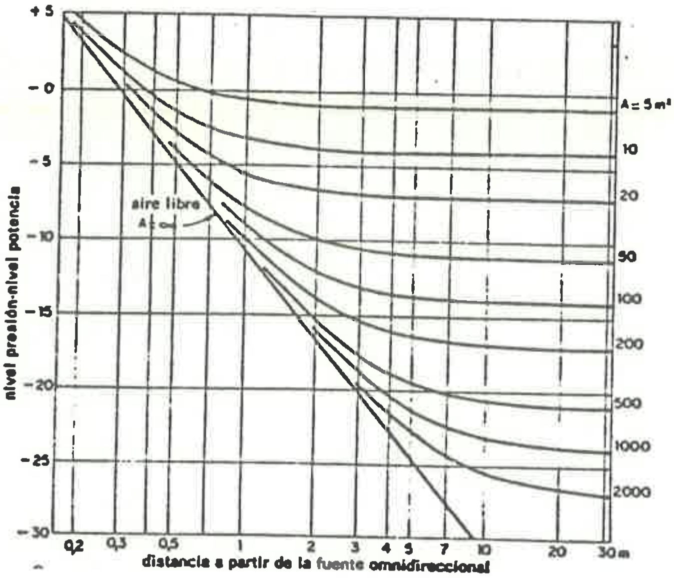

Fig. 4.9 Diferencia entre el nivel de presión acústica y el nivel de potencia en función de la distancia, para locales de absorciones equivalentes diversas.

librio precedente se escribe:

$$W = W_{abs}$$

es decir:

$$W = \frac{p_r^2}{4\pi\rho v} A$$

de donde se deduce

$$p_r^2 = \frac{4W\rho v}{A}$$

Superponiendo los campos directo y reverberado se obtiene la presión acústica total:

$$p^2 = W\rho v\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A}\right)$$

Lo que muestra que más allá de cierta distancia r, función de A y de Q, el campo directo llega a ser inferior al campo reverberado.

Para Q = 1, la igualdad de los dos campos se produce a la distancia $r_o = 0{,}14 \sqrt{A}$, o sea, para A = 10 m², a la distancia de 0,44 m. Cuando la relación entre el cuadrado de la presión del campo reverberado y el cuadrado de la presión del campo directo es como mínimo de 10, el campo directo es despreciable en comparación con el campo reverberado. En el caso de Q = 1 (fuente sonora omnidireccional) esto se produce cuando $r^2 > 0{,}2\,A$. Por ejemplo, para -

una habitación de $A = 10\ m^2$, $r \geqslant 1{,}4m$. El nivel de la presión acústica del campo reverberado se halla ligado al nivel de potencia de la fuente por

$$L_{p_r} \simeq L_W + 6 - 10 \log A$$

La figura 4.9 representa las variaciones del nivel de la presión total con la distancia y el área de absorción A, en el caso de $Q = 1$.

En el caso de la habitación clásica ($A = 10\ m^2$) resulta

$$L_{p_r} \simeq L_W - 4$$

Así, por ejemplo, si una persona habla en esta habitación emitiendo una potencia de 10^{-4} W, el nivel de la presión reverberada correspondiente es de 76 dB.

PROBLEMAS

1) El piso de un local mide 5m por 10m, y el local tiene 3m de alto.
a) ¿Cuál es el tiempo de reverberación si el coeficiente medio de absorción de todas las superficies es 0.05? b) ¿A qué valor quedaría reducido el tiempo de reverberación si se cubriese el techo con Celotex ($\alpha_1 = 0.35$) y si se cubriese el piso con una alfombra ($\alpha_2 = 0.30$) ?

a) El tiempo de reverberación cuando el coeficiente de absorción es el mismo para todas las superficies del local vale (pág. 24)

$$T = 0,16 \cdot \frac{V}{S \cdot \bar{\alpha}}$$

en segundos, para V y S en m^3 y m^2 respectivamente.

$$T = 0,16 \cdot \frac{150}{(2 \cdot 5 \cdot 10 + 2 \cdot 3 \cdot 5 + 2 \cdot 3 \cdot 10) \cdot 0,05} = 2,53 \text{ seg.}$$

b) Cuando los coeficientes de absorción son distintos para cada superficie, el valor del tiempo de reverberación viene dado por la siguiente expresión:

$$T = 0,16 \frac{V}{\Sigma \alpha_i S_i} = 0,16 \frac{V}{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots + \alpha_n S_n} =$$

$$= \frac{0,16 \cdot 150}{5 \cdot 10 \cdot 0,35 + 5 \cdot 10 \cdot 0,30 + (2 \cdot 3 \cdot 5 + 2 \cdot 3 \cdot 10) 0,05} = 0,648 \text{ seg.}$$

PROBLEMAS

1) El piso de un local mide 5m por 10m, y el local tiene 3m de alto.

a) ¿Cuál es el tiempo de reverberación si el coeficiente medio de absorción de todas las superficies es 0.05? b) ¿A qué valor quedaría reducido el tiempo de reverberación si se cubriese el techo con Celotex (α_1 =0.35) y si se cubriese el piso con una alfombra (α_2 = 0.30) ?

a) El tiempo de reverberación cuando el coeficiente de absorción es el mismo para todas las superficies del local vale (pág. 24)

$$T = 0{,}16 \cdot \frac{V}{S \cdot \bar{\alpha}}$$

en segundos, para V y S en m^3 y m^2 respectivamente.

$$T = 0{,}16 \cdot \frac{150}{(2 \cdot 5 \cdot 10 + 2 \cdot 3 \cdot 5 + 2 \cdot 3 \cdot 10) \cdot 0{,}05} = 2{,}53 \text{ seg.}$$

b) Cuando los coeficientes de absorción son distintos para cada superficie, el valor del tiempo de reverberación viene dado por la siguiente expresión:

$$T = 0{,}16 \frac{V}{\Sigma \alpha_i S_i} = 0{,}16 \frac{V}{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots + \alpha_n S_n} =$$

$$= \frac{0{,}16 \cdot 150}{5 \cdot 10 \cdot 0{,}35 + 5 \cdot 10 \cdot 0{,}30 + (2 \cdot 3 \cdot 5 + 2 \cdot 3 \cdot 10) 0{,}05} = 0{,}648 \text{ seg.}$$

PROBLEMAS

1) El piso de un local mide 5m por 10m, y el local tiene 3m de alto.
a) ¿Cuál es el tiempo de reverberación si el coeficiente medio de absorción de todas las superficies es 0.05? b) ¿A qué valor quedaría reducido el tiempo de reverberación si se cubriese el techo con Celotex (α_1 =0.35) y si se cubriese el piso con una alfombra (α_2 = 0.30) ?

a) El tiempo de reverberación cuando el coeficiente de absorción es el mismo para todas las superficies del local vale (pág. 24)

$$T = 0,16 \cdot \frac{V}{S \cdot \bar{\alpha}}$$

en segundos, para V y S en m^3 y m^2 respectivamente.

$$T = 0,16 \cdot \frac{150}{(2\cdot5\cdot10 + 2\cdot3\cdot5 + 2\cdot3\cdot10)\cdot 0,05} = 2,53 \text{ seg.}$$

b) Cuando los coeficientes de absorción son distintos para cada superficie, el valor del tiempo de reverberación viene dado por la siguiente expresión:

$$T = 0,16 \frac{V}{\Sigma \alpha_i S_i} = 0,16 \frac{V}{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots + \alpha_n S_n} =$$

$$= \frac{0,16 \cdot 150}{5\cdot10\cdot0,35 + 5\cdot10\cdot0,30 + (2\cdot3\cdot5 + 2\cdot3\cdot10)\,0,05} = 0,648 \text{ seg.}$$

PROBLEMAS

1) El piso de un local mide 5m por 10m, y el local tiene 3m de alto.

a) ¿Cuál es el tiempo de reverberación si el coeficiente medio de absorción de todas las superficies es 0.05? b) ¿A qué valor quedaría reducido el tiempo de reverberación si se cubriese el techo con Celotex (α_1 =0.35) y si se cubriese el piso con una alfombra (α_2 = 0.30) ?

a) El tiempo de reverberación cuando el coeficiente de absorción es el mismo para todas las superficies del local vale (pág. 24)

$$T = 0{,}16 \cdot \frac{V}{S \cdot \bar{\alpha}}$$

en segundos, para V y S en m^3 y m^2 respectivamente.

$$T = 0{,}16 \cdot \frac{150}{(2 \cdot 5 \cdot 10 + 2 \cdot 3 \cdot 5 + 2 \cdot 3 \cdot 10) \cdot 0{,}05} = 2{,}53 \text{ seg.}$$

b) Cuando los coeficientes de absorción son distintos para cada superficie, el valor del tiempo de reverberación viene dado por la siguiente expresión:

$$T = 0{,}16 \frac{V}{\Sigma \alpha_i S_i} = 0{,}16 \frac{V}{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \dots + \alpha_n S_n} =$$

$$= \frac{0{,}16 \cdot 150}{5 \cdot 10 \cdot 0{,}35 + 5 \cdot 10 \cdot 0{,}30 + (2 \cdot 3 \cdot 5 + 2 \cdot 3 \cdot 10)0{,}05} = 0{,}648 \text{ seg.}$$

BIBLIOGRAFIA

- Tratado de Física. W.H. Westphal. Ed. Labor.
- Física para Ciencia e Ingeniería. Weber, White, Manning. Ed. Castillo.
- Física para Ciencia e Ingeniería. Luis del Arco Vicente. Ed. Ariel.
- Física, Fundamento y Aplicaciones, Vol. I. R.M. Eisberg, L.S. Lerner. Ed. McGraw Hill.
- Física General. J. Catalá.
- Física General. Sears-Zemansky. Ed. Aguilar.
- Mecánica, Calor y Sonido. Sears. Ed. Aguilar.
- Iniciación a la Física. J.Fernández, M. Pujal.
- Física. Physical Science Study Committee. Ed. Reverté.
- Vibraciones y Ondas. A.P. French. Ed. Reverté.
- La Acústica en la Construcción. R. Josse. Ed. Gustavo Gili.
- Normativa Técnica referente al Aislamiento Térmico y Acústico en el Sector de la Edificación. ISOVER.

Autor ANGUET SANDRÁ, Carlota