

CAPÍTULO 1

TERMINOLOGÍA Y NOCIONES DE ACÚSTICA Y PSICOACÚSTICA

1.1. Naturaleza del sonido

El *sonido* consiste en una vibración del aire que se propaga en forma de ondas de presión. En ausencia de sonido, la presión atmosférica alcanza un estado de equilibrio y es constante en el tiempo y en el espacio. Cuando aparece una perturbación, por ejemplo la vibración de un objeto, se producen variaciones de presión y estas variaciones no sólo ocurren a lo largo del tiempo (acompañando a la perturbación) sino que se propagan también en el espacio.

Consideremos el ejemplo de un tubo largo con un pistón en un extremo, ilustrado en la figura 1.1. En (a) se muestra el estado inicial de equilibrio en el que las partículas (moléculas) de aire están uniformemente distribuidas. En (b) se acciona el pistón, provocando una compresión en sus proximidades. Dado que el resto del aire se encuentra aún a la presión inicial, el aire momentáneamente comprimido tiende a descomprimirse a costa del resto, provocando a su vez una nueva compresión en una zona algo más alejada, como se muestra en (c). Esta situación se reitera en forma continua, como se aprecia en (d) y (e), por lo cual la perturbación se propaga a grandes distancias alejándose de la fuente (el pistón).

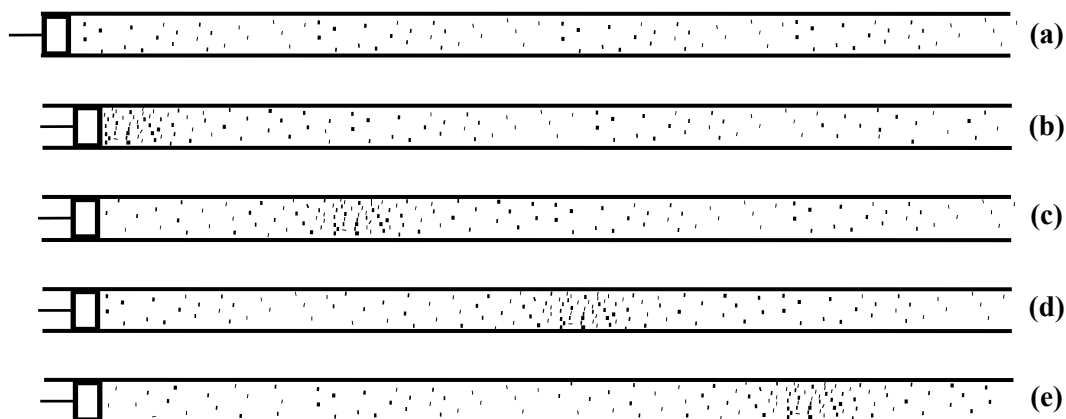


Figura 1.1. Propagación de una perturbación en un tubo. (a) El aire en reposo (moléculas repartidas uniformemente). (b) Ante una perturbación el aire se concentra cerca del pistón (aumenta la presión). (c), (d), (e) La perturbación se propaga alejándose de la fuente.

El proceso anterior puede compararse con lo que sucede al perturbar la superficie calma de un lago. Si la perturbación eleva un punto cualquiera de la superficie, el agua en ese punto tenderá a caer, pero en su caída elevará las zonas vecinas, que a su vez tenderán a caer elevando las zonas que le siguen. Así siguiendo, la perturbación se propaga en forma de un círculo de radio creciente.

Es importante tener en cuenta que en ambos casos lo que se propaga es la perturbación y no las partículas. Un fenómeno de este tipo se denomina *movimiento ondulatorio*, nombre inspirado precisamente en el caso de las ondas sobre el agua.

Hasta ahora hemos analizado el efecto de una única perturbación, pero la mayor parte de los sonidos reales son el resultado de una serie de perturbaciones sucesivas y no de una sola. En la figura 1.2 se ilustra el resultado de tal sucesión de perturbaciones. Obsérvese que las nuevas perturbaciones no modifican la propagación de las anteriores.

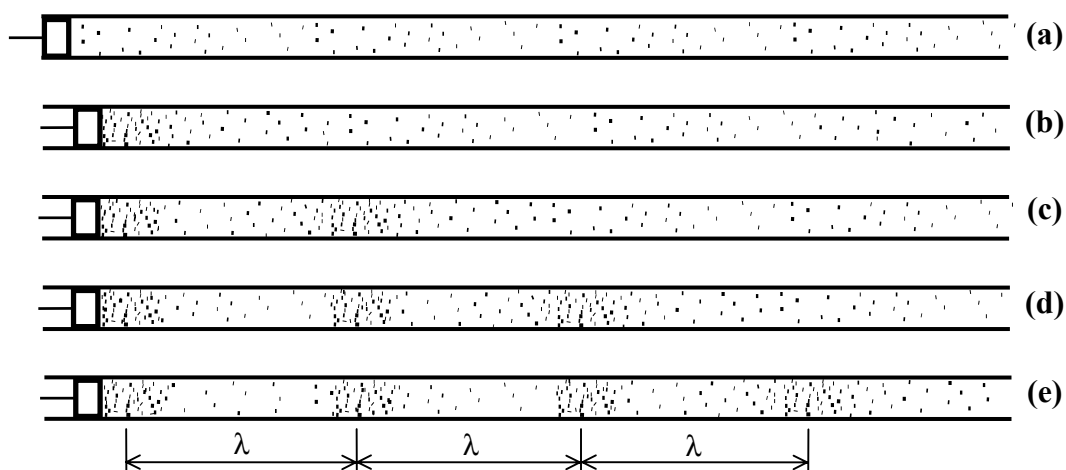


Figura 1.2. Un sonido resultante de una perturbación repetitiva (*periódica*). (a) El aire en reposo. (b) Primera perturbación. (c) Segunda perturbación, cuando la primera ha recorrido una distancia λ (longitud de onda; ver sección 1.1.4). (d) Tercera perturbación, cuando la primera ha recorrido una distancia 2λ y la segunda una distancia λ . (e) Cuarta perturbación, cuando las anteriores han recorrido las distancias 3λ , 2λ , y λ respectivamente.

Como hemos visto, la perturbación se traduce en una variación de la presión P del aire con respecto a la presión de equilibrio (o presión atmosférica), P_0 . Físicamente, podemos pensar, entonces, que el sonido es consecuencia de la aparición de una *presión incremental*

$$p = P - P_0 \quad (1.1)$$

variable en el tiempo, que denominaremos *presión sonora*¹ o, cuando el contexto no dé lugar a posibles confusiones, simplemente *presión*. Para referirnos a la presión de equilibrio que tiene lugar en ausencia de sonido utilizaremos la expresión *presión atmosférica*.

En la figura 1.3 se muestra gráficamente la relación entre la presión total P , la presión atmosférica P_0 y la presión sonora p .

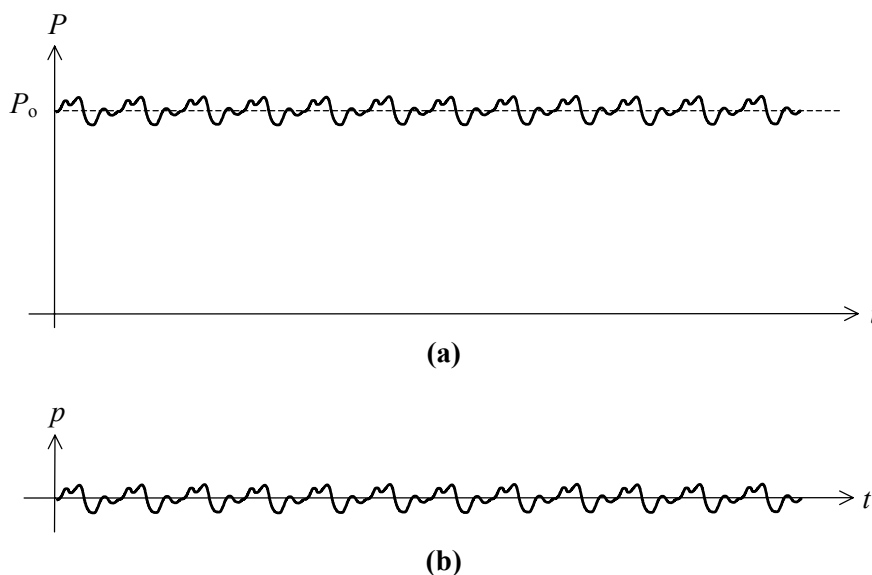


Figura 1.3. (a) Evolución en el tiempo de la presión de un sonido. Se muestra (fuera de escala) una pequeña fluctuación periódica alrededor de la presión atmosférica P_0 (presión de equilibrio). (b) Se ha removido la presión atmosférica quedando sólo la presión sonora p .

Es interesante observar que para los sonidos habituales *la presión sonora es mucho menor en magnitud que la presión atmosférica*. En efecto, mientras que ésta es del orden de

$$P_0 \cong 10^5 \text{ Pa}$$

(Pa = pascal = N/m²), la presión incremental correspondiente a sonidos audibles (sin llegar a provocar dolor) está en el rango

$$30 \times 10^{-6} \text{ Pa} < p < 30 \text{ Pa} ,$$

por lo cual

¹ Algunos autores con influencia francesa denominan *presión acústica* a la presión sonora.

$$p \ll P_0$$

(ver figura 1.3a). En la tabla 1.2 se dan los valores de la presión sonora para algunos sonidos típicos. Por ejemplo, para una conversación normal, la presión incremental es del orden de 0,03 Pa.

1.1.1. Velocidad de propagación del sonido

El movimiento de propagación de la onda sonora se produce a cierta velocidad c que es característica del medio en el que se propaga el sonido. En el caso de un gas (particularmente, el aire) la velocidad del sonido c depende de su peso molecular y de su temperatura, según la ecuación

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (1.2)$$

donde $\gamma = C_p/C_v = 1,4$ para gases *diatómicos* (como el aire),
 $R = 8,31 \text{ J/mol}\cdot\text{K}$,
 $M = \text{masa de 1 mol en kg/mol} = 0,0288 \text{ kg/mol}$ para el aire,
 $T = \text{temperatura absoluta en K}$.

Para temperaturas cercanas a la temperatura ambiente, esta expresión puede aproximarse, para el aire, por

$$c \cong 332 + 0,608 \cdot T_c, \quad (1.3)$$

donde T_c es la temperatura en $^{\circ}\text{C}$ y c está expresada en m/s. En particular, para $T_c = 20^{\circ}\text{C}$ resulta $c = 344 \text{ m/s}$.

Las perturbaciones no sólo se propagan en los gases, sino también en cualquier medio elástico, como los líquidos y los sólidos. En la tabla 1.1 se indica aproximadamente la velocidad del sonido en varios medios para ondas planas².

1.1.2. Velocidad del sonido vs. velocidad de las partículas

La propagación de una onda sonora *no implica* un desplazamiento neto de las partículas (moléculas) que forman el aire, *sino de la perturbación*. En otras palabras, no existe propagación de materia, como sucede en cambio en una ráfaga de viento o en el flujo de aire a través de una tubería de ventilación.

Sin embargo, cuando por un punto pasa una perturbación, las partículas correspondientes experimentan, realmente, un pequeño desplazamiento respecto a su posición de equilibrio. Al terminar la perturbación, cada partícula vuelve a su estado original.

² En una onda plana la presión en cada instante es constante sobre cada plano perpendicular a la dirección de propagación.

Tabla 1.1. Velocidad del sonido para ondas planas en varios medios (Beranek, 1993)

Medio	Velocidad [m/s]
Aire a 0 °C	332
Aire a 20 °C	344
Anhídrido carbónico	260
Hidrógeno a 25 °C	1294
Agua a 20 °C	1482
Alcohol etílico a 20°	1170
Vapor a 100 °C	405
Acero	5200
Aluminio	5000
Bronce	3480
Corcho	500
Hormigón	3500
Granito	3950
Madera	4000
Mármol	3810
Plomo	1190
Vidrio	5000

El movimiento de una partícula alrededor de su posición de equilibrio podría describirse por medio de la distancia respecto a dicha posición en cada instante (*elongación*), pero resulta más conveniente hacerlo en términos de la *velocidad*, u . Una de las razones es que para una onda plana la presión resulta ser proporcional a la velocidad:

$$\frac{p}{u} = \rho_0 c, \quad (1.4)$$

donde ρ_0 = densidad del aire en $\text{kg/m}^3 \cong 1,2 \text{ kg/m}^3$ (a 20 °C)

c = velocidad de propagación del sonido en $\text{m/s} \cong 344 \text{ m/s}$

El cociente p/u se denomina *impedancia acústica específica*, Z_{ae} :

$$Z_{ae} = \frac{p}{u}, \quad (1.5)$$

expresada en una unidad llamada *rayl*, igual a Ns/m^3

De la ecuación (1.4) puede deducirse que para una conversación normal, cuya presión sonora es de unos 0,030 Pa, la velocidad de las partículas es del orden de 0,00007 m/s. Este pequeño valor contrasta con el mucho más elevado de 344 m/s correspondiente a la velocidad de propagación de la onda sonora.

1.1.3. Sonidos periódicos y tonos puros

Un caso muy importante se da cuando las perturbaciones se repiten cada un tiempo T , es decir, con una *frecuencia* $f = 1/T$. En este caso, auditivamente se evoca la sensación de *tono*. La sensación de *altura* del tono aumenta con la frecuencia. Así, los sonidos de baja frecuencia son *graves* (bajos), mientras que los de alta frecuencia son *agudos* (altos). En la figura 1.4 se muestran ejemplos de dichos sonidos.

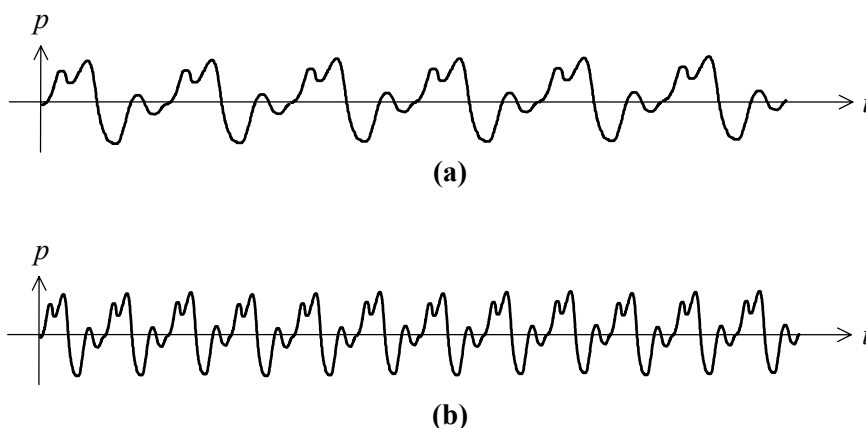


Figura 1.4. Dos sonidos periódicos: **(a)** De baja frecuencia (grave); **(b)** De alta frecuencia (agudo).

La perturbación periódica más simple es la *senoidal* (figura 1.5), es decir, aquella en la que la presión varía *senoidalmente* con el tiempo:

$$p(t) = P_{\text{máx}} \text{sen } 2\pi f t . \quad (1.6)$$

En este caso el sonido resultante se denomina *tono puro*. Los tonos puros se encuentran rara vez en la naturaleza, pero son de extraordinaria importancia como herramienta de análisis, ya que todo sonido puede considerarse como formado por la superposición de tonos puros de diversas frecuencias.

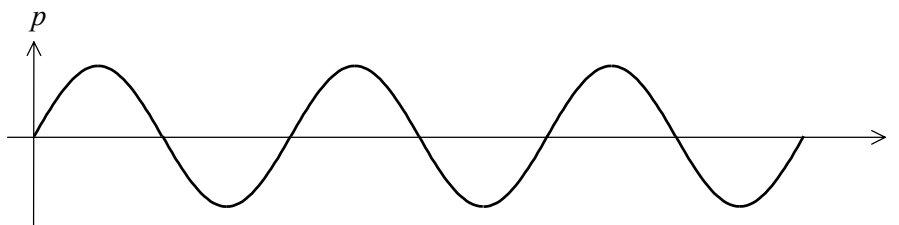


Figura 1.5. Un tono puro (onda senoidal). Se muestran tres ciclos.

El factor $2\pi f$ se simboliza con ω y se denomina *frecuencia angular* o *pulsación*.³ Se expresa en rad/s. Reemplazándolo en la ecuación 1.6 se obtiene

$$p(t) = P_{\text{máx}} \text{sen } \omega t. \quad (1.7)$$

Cuando el sonido es periódico de frecuencia f , las frecuencias de los tonos puros que lo constituyen son múltiplos de f , y se denominan *sonidos armónicos* o *sobretonos armónicos*, o simplemente, *armónicos*. Este importante resultado se conoce como *Teorema de Fourier*, y puede expresarse matemáticamente como

$$p(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P_n \text{sen } (2\pi n f t + \phi_n), \quad (1.8)$$

donde P_n es la *amplitud* y ϕ_n es la *fase* de cada armónico. Ejemplos de esto son la voz humana cuando se pronuncian vocales y los sonidos de instrumentos musicales como la flauta, el violín, etc. La frecuencia f se denomina *frecuencia fundamental*. En la figura 1.6 se muestran los primeros armónicos de una onda cuadrada, y la comparación entre su suma y la propia onda cuadrada.

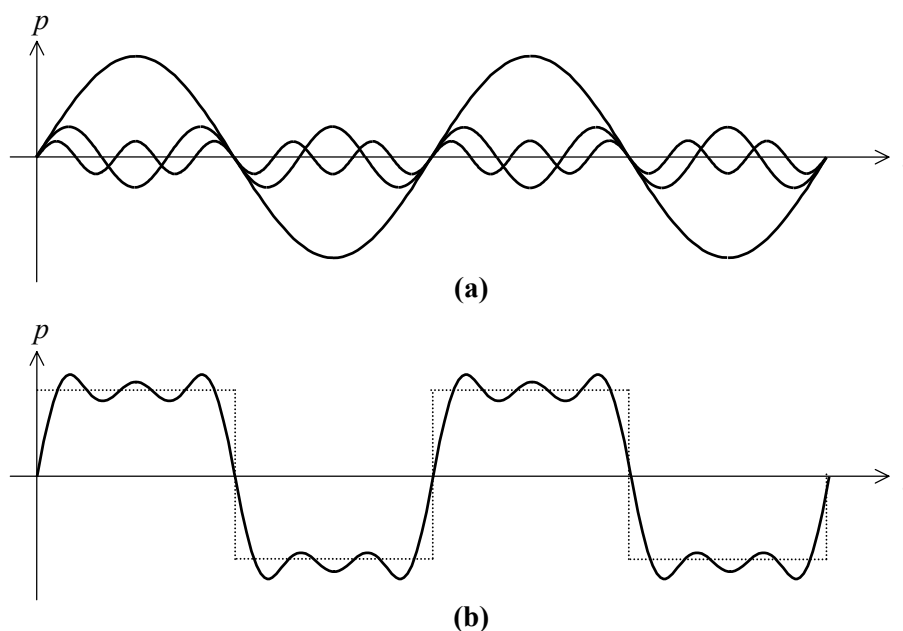


Figura 1.6. (a) Los tres primeros armónicos de una onda cuadrada, de frecuencias f_0 , $3f_0$ y $5f_0$. (b) El resultado de superponer los tres armónicos, comparado con la onda cuadrada. Si bien tres armónicos son poca cantidad, vemos que comienza a esbozarse la forma de la onda cuadrada.

³ Por abuso de lenguaje, muchas veces se llama *frecuencia* a la *frecuencia angular*. Cuando no hay posibilidad de confusión ello es perfectamente aceptable.

1.1.4. Longitud de onda

Vimos que en los sonidos periódicos cada un tiempo $T = 1/f$ se repite la correspondiente perturbación. Durante ese tiempo, la perturbación se desplazó una distancia $c \cdot T$, lo cual significa que la distancia entre dos perturbaciones sucesivas es precisamente $c \cdot T$. Esta distancia se denomina *longitud de onda*, λ , y es un parámetro importante en acústica, por ejemplo para estimar el efecto de un obstáculo sobre una onda sonora. Resulta

$$\lambda = c \cdot T = \frac{c}{f} . \quad (1.9)$$

1.1.5. Sonidos no periódicos

Existen dos tipos de sonidos no periódicos: a) los que están formados por una serie no armónica de tonos puros denominados *sonidos parciales* o simplemente *parciales*, de frecuencias identificables ya sea auditivamente o por medio de instrumentos de medición, y b) los que contienen gran cantidad de tonos de frecuencias tan próximas entre sí que no es posible individualizarlas (figura 1.7). Un ejemplo del primer tipo de sonidos no periódicos es el sonido de las campanas o de una placa metálica que vibra. El segundo tipo está representado por ejemplo por el sonido que se obtiene al pronunciar las letras f, j, s, z, por el ruido del mar y por el ruido del viento agitando la fronda de los árboles.

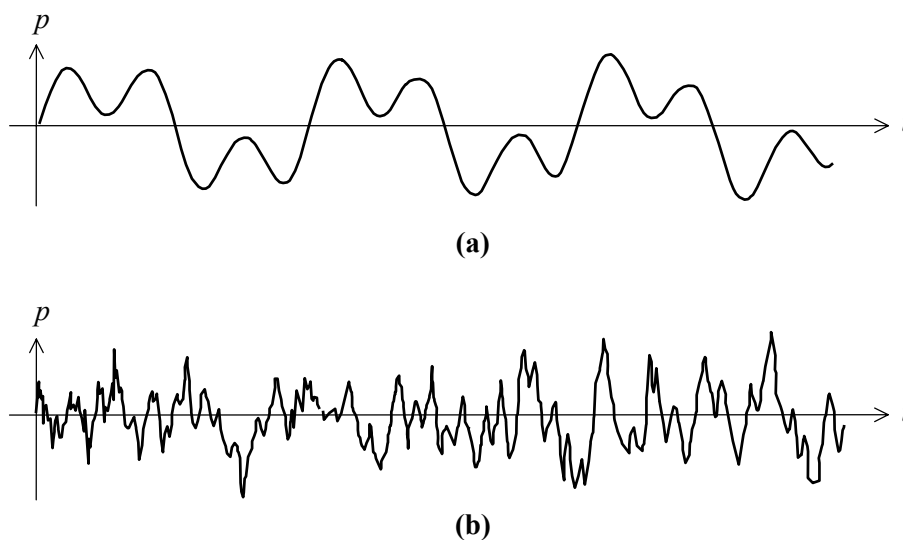


Figura 1.7. Sonidos no periódicos: **(a)** con tonos puros de frecuencias identificables (en este caso, f_0 y $2,9 f_0$ respectivamente). **(b)** sin tonos puros discernibles.

1.2. Energía de una onda sonora

La *energía* es uno de los *conceptos centrales de la física*, debido a que es una propiedad común a todos los sistemas físicos (mecánicos, electromagnéticos, termodinámicos, químicos, etc.) con la característica de que puede transferirse entre sistemas vinculados, obedeciendo a un *principio de conservación*.

Los sistemas acústicos son casos particulares de sistemas mecánicos, por lo cual la *energía acústica* puede descomponerse en *energía potencial* y *energía cinética*. Como el campo sonoro varía con la posición, su energía se describe mejor mediante la *densidad de energía*, D , o energía por unidad de volumen, en cada punto. Resulta (Beranek, 1961, 1986):

$$D = \frac{1}{2} (\rho_0 u^2 + \frac{p^2}{\rho_0 c^2}). \quad (1.10)$$

El primer término, $\frac{1}{2} \rho_0 u^2$, corresponde a la energía cinética, y el segundo, $\frac{1}{2} p^2 / \rho_0 c^2$, a la energía potencial. Esta densidad de energía es función de la posición y del tiempo. En el caso de una onda plana (en la cual la presión es constante sobre los planos perpendiculares a la dirección de propagación), ambos términos se hacen iguales, y entonces

$$D_{\text{onda plana}} = \frac{p^2}{\rho_0 c^2}. \quad (1.11)$$

Se puede apreciar que la energía de una onda plana es proporcional a la presión elevada al cuadrado. Este resultado es similar al de los circuitos eléctricos, según el cual la potencia es proporcional a la tensión eléctrica al cuadrado.

1.2.1. Intensidad sonora

Dado que en una onda sonora sólo hay energía en los puntos por los que está pasando la perturbación (pues únicamente allí $p \neq 0$), resulta que la energía se va propagando junto con la perturbación. Esta propiedad fundamental se verifica también para otros fenómenos ondulatorios, como los electromagnéticos.

Se define la *intensidad sonora*, i , como la *potencia* (energía por unidad de tiempo) transmitida por una onda por unidad de superficie normal a la dirección de propagación. Si la potencia es w , y la superficie atravesada por la onda sonora es S , resulta⁴

$$i = \frac{w}{S}. \quad (1.12)$$

⁴ La intensidad sonora es en realidad un vector cuya dirección es igual a la dirección de la velocidad de las partículas \mathbf{u} , y puede calcularse como

$$\mathbf{i} = p \cdot \mathbf{u}$$

Para una onda plana resulta:

$$i = D \cdot c = \frac{p^2}{\rho_0 c} = \frac{p^2}{Z_{ae}}. \quad (1.13)$$

La intensidad sonora varía en el tiempo. Es interesante calcular su valor medio en un intervalo de tiempo T , denominado *intensidad media*, I , que está dado por

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt. \quad (1.14)$$

El valor

$$P_{ef}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt \quad (1.15)$$

se denomina *valor cuadrático medio* de la presión. Su raíz cuadrada,

$$P_{ef} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt}, \quad (1.16)$$

es el *valor eficaz* de la presión o *presión eficaz sonora* o, simplemente, *presión eficaz*. En términos de P_{ef} , la intensidad media vale

$$I = \frac{P_{ef}^2}{\rho_0 c}. \quad (1.17)$$

La presión eficaz corresponde a un valor constante capaz de producir la misma intensidad media. Para el caso de un *tono puro*, en el que la presión *varía senoidalmente*, es decir

$$p(t) = P_{m\acute{a}x} \text{ sen } 2\pi f t, \quad (1.18)$$

la relación entre la presión eficaz y la presión máxima resulta ser

$$P_{ef} = \frac{P_{max}}{\sqrt{2}}, \quad (1.19)$$

de modo que

$$p(t) = \sqrt{2} P_{ef} \text{ sen } 2\pi f t. \quad (1.20)$$

Para un sonido periódico cualquiera descompuesto en serie de Fourier, se cumple:

$$P_{ef}^2 = \sum_{i=1}^{\infty} P_{ef\ n}^2, \quad (1.21)$$

donde $P_{ef\ n}$ es el valor eficaz del armónico de orden n . Esta importante fórmula, conocida como *fórmula de Parseval*, indica que *la energía de los armónicos puede superponerse para obtener la energía total*.

1.3. Notación compleja y representación fasorial

Muchas veces se presenta la necesidad de sumar dos o más tonos de igual frecuencia. Si bien esta operación puede realizarse mediante algunas relaciones trigonométricas, los cálculos se simplifican notablemente si se reemplazan las funciones senoidales por exponenciales complejas. Para ello se utiliza la fórmula de Euler:

$$e^{jx} = \cos x + j \operatorname{sen} x. \quad (1.22)$$

Tomando $x = \omega t$, la parte imaginaria de la exponencial recobra el sentido físico de la señal:

$$\operatorname{Re} e^{jx} = \operatorname{sen} x. \quad (1.23)$$

Adoptaremos como convención representar la presión sonora indistintamente como en (1.7) o en la forma

$$p(t) = P_{máx} e^{j\omega t}. \quad (1.24)$$

Sólo se aclarará qué notación se está utilizando cuando el contexto no sea suficientemente claro.

Supongamos ahora que la presión está desfasada un ángulo φ con respecto a otra señal.⁵ En este caso reemplazando ωt por $\omega t + \varphi$ en (1.24) se obtiene

$$p(t) = P_{máx} e^{j(\omega t + \varphi)} = P_{máx} e^{j\varphi} e^{j\omega t}. \quad (1.25)$$

Vemos que el factor $P_{máx} e^{j\varphi}$ retiene a la vez información sobre la amplitud y la fase. Se denomina *valor de pico complejo* de la presión. Dividiéndolo por $\sqrt{2}$ se obtiene el *fasor* de la presión,

$$\dot{p} = \frac{P_{máx}}{\sqrt{2}} e^{j\varphi} \quad (1.26)$$

⁵ Esta situación se da, por ejemplo, entre la señal sonora emitida por una fuente y la recibida un tiempo después (debido a la velocidad de propagación finita) en un punto receptor.

que es análogo al fasor de la tensión o la corriente en la electrotecnia. Al igual que en el caso eléctrico, el módulo del fasor es igual al valor eficaz de la presión.

Si tenemos dos presiones $p_1(t)$ y $p_2(t)$ de igual frecuencia que se superponen en determinado punto del espacio, la presión $p(t)$ resultante,

$$p(t) = p_1(t) + p_2(t), \quad (1.27)$$

puede expresarse en forma compleja como

$$\sqrt{2}\dot{P} e^{j\omega t} = \sqrt{2}\dot{P}_1 e^{j\omega t} + \sqrt{2}\dot{P}_2 e^{j\omega t} = \sqrt{2}(\dot{P}_1 + \dot{P}_2)e^{j\omega t},$$

de donde

$$\dot{P} = \dot{P}_1 + \dot{P}_2. \quad (1.28)$$

Vemos que la superposición se reduce a una simple suma de números complejos o, lo que es lo mismo, de vectores en el plano. De hecho, muchas veces se piensa a los fasores como vectores que rotan alrededor del origen con velocidad angular ω a través del factor $e^{j\omega t}$. Esta imagen se ilustra en la figura 1.8.

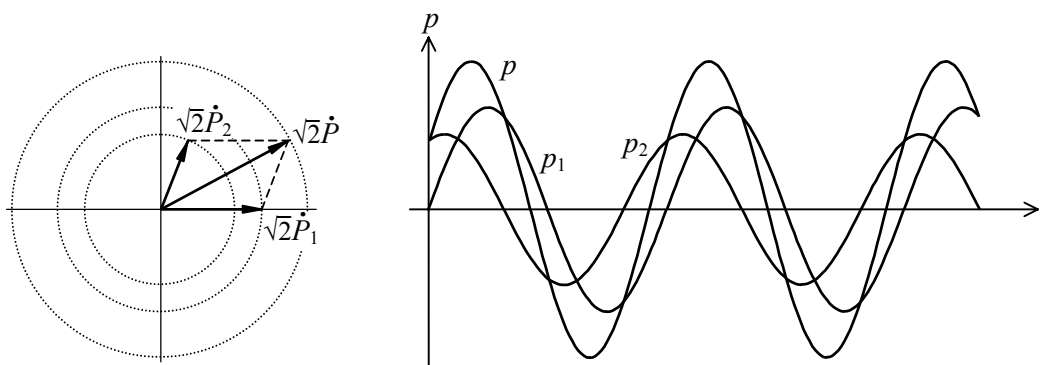


Figura 1.8. Superposición de dos tonos puros de igual frecuencia mediante la suma de vectores giratorios (fasores).

Los fasores permiten también obtener *relaciones de transferencia* entre dos señales una de las cuales depende de la otra. Así, por ejemplo podría plantearse la transferencia entre la presión p_F en un punto cercano a una fuente y la presión en un punto receptor p_R para una frecuencia dada:

$$H(\omega) = \frac{\dot{P}_R(\omega)}{\dot{P}_F(\omega)}. \quad (1.29)$$

También es posible obtener una impedancia acústica específica compleja en casos en los que a causa de alguna reflexión exista un desfase entre la presión y la velocidad de las partículas:

$$Z_{ae} = \frac{\dot{P}}{\dot{U}}. \quad (1.30)$$

Estas relaciones general son dependientes de la frecuencia.

1.4. Nivel de presión sonora

Debido al rango extraordinariamente amplio de la presión sonora, resulta conveniente utilizar una escala logarítmica para expresar sus valores. Así, se define el *nivel de presión sonora*, L_p , como⁶

$$L_p = 20 \log_{10} \frac{P_{ef}}{P_{ref}}, \quad (1.31)$$

donde P_{ef} es el valor eficaz de la presión sonora y P_{ref} es la presión de referencia, que vale

$$P_{ref} = 20 \times 10^{-6} \text{ Pa}. \quad (1.32)$$

El nivel de presión sonora se expresa en *decibeles* (dB). Un incremento de 1 dB no representa un incremento fijo de la presión sino un *aumento relativo* de un 12,2%.

El valor de P_{ref} se ha elegido porque *coincide aproximadamente con el umbral de audición normal para 1 kHz*, lo cual implica que un sonido se puede percibir cuando $L_p > 0$ dB. En la tabla 1.2 se dan valores típicos de la presión eficaz sonora y del L_p para algunos sonidos habituales.

NOTA: Una razón que se suele esgrimir para el uso de la escala logarítmica en decibeles es que “la respuesta del oído a las intensidades es logarítmica.” Esto, según veremos, *no es correcto* (ver ecuación 1.63 y los comentarios que le siguen).

1.5. Espectro de los sonidos

La información acerca de qué frecuencias integran un sonido y cuáles son las respectivas amplitudes y fases constituye lo que se denomina *espectro* del sonido. Se suele presentar como un par de gráficos con la frecuencia en las abscisas, y en las ordenadas la amplitud o energía en uno y la fase en el otro. Para el análisis de ruidos *la fase carece en general de importancia y no la tendremos en cuenta*.

⁶ Si bien la abreviatura natural en castellano para *nivel de presión sonora* sería *NPS*, internacionalmente se utilizan abreviaturas en inglés. Este texto se adhiere a la simbología internacional.

Tabla 1.2. Presión eficaz sonora y nivel de presión sonora para algunas fuentes sonoras y ambientes acústicos típicos

FUENTE	P_{ef} [Pa]	L_p [dB]
Umbral de dolor	20	120
Discoteca a todo volumen	6,3	110
Martillo neumático a 2 m	3,6	105
Ambiente industrial ruidoso	0,63	90
Piano a 1 m con fuerza media	0,20	80
Automóvil silencioso a 2 m	0,063	70
Conversación normal	0,020	60
Ruido urbano de noche	0,0063	50
Habitación interior (día)	0,0020	40
Habitación interior (noche)	0,00063	30
Estudio de grabación	0,00020	20
Cámara sonoamortiguada	0,000063	10
Umbral de audición a 1 kHz	0,000020	0

Existen cuatro tipos de espectros. El primero corresponde a los sonidos *periódicos*. El espectro en este caso (figura 1.9) está formado por líneas verticales equiespaciadas, siendo la primera la correspondiente a la frecuencia fundamental o primer armónico, la segunda al segundo armónico, y así siguiendo. La altura de cada línea espectral es la amplitud del armónico respectivo. Un caso particular lo constituye un tono puro de frecuencia f_0 . En este caso el espectro consta de una sola línea ubicada en f_0 .

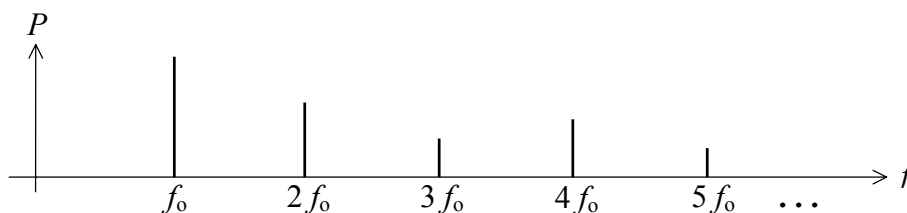


Figura 1.9. Espectro de amplitudes de un sonido periódico.

El segundo tipo de espectro corresponde a los sonidos *no periódicos* con frecuencias identificables. En este caso el espectro contiene líneas espectrales con separaciones no uniformes (figura 1.10). Tanto en este caso como en el anterior el espectro se denomina *discreto*.

El tercer tipo de espectro es el *espectro continuo*, y corresponde a los sonidos *no periódicos* cuyas componentes están demasiado próximas como para poder discriminarse. Una representación mediante líneas espectrales implicaría una gran cantidad de líneas a su vez muy pequeñas (figura 1.11a). En su lugar se grafica la *densidad espectral* (Sección 1.5.1), que representa la energía por unidad de frecuencia (figura 1.11b).

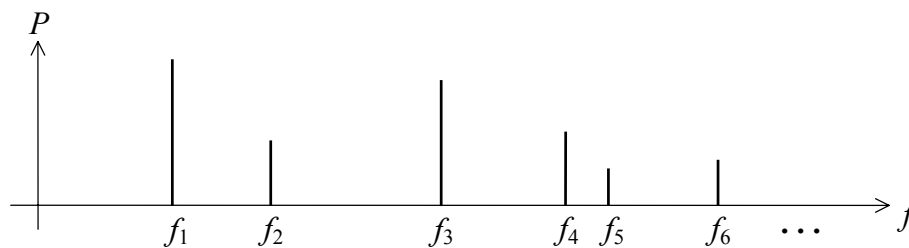


Figura 1.10. Ejemplo de espectro discreto no periódico.

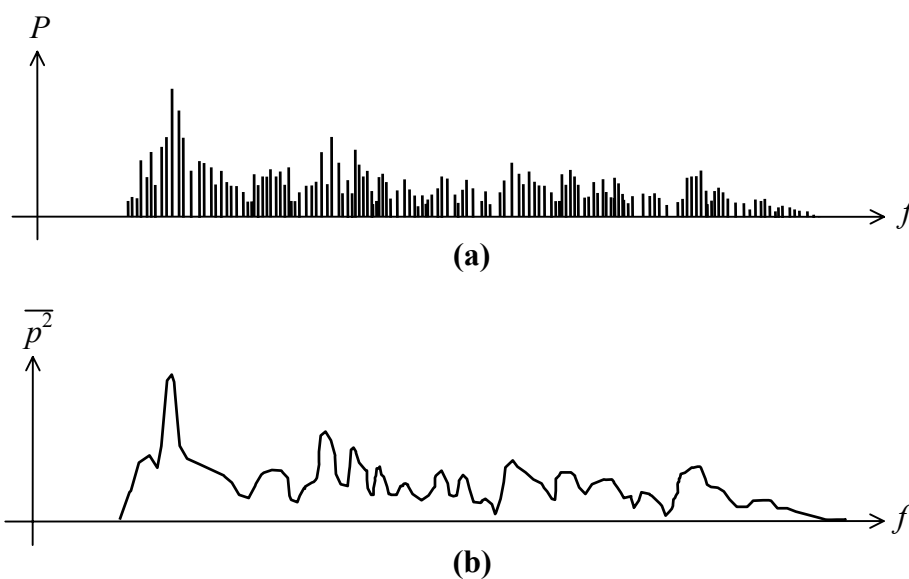


Figura 1.11. Ejemplo de espectro continuo. En (a) se muestran las líneas espectrales. En (b), la correspondiente *densidad espectral* (ver Sección 1.5.1).

Hay dos casos importantes para algunas determinaciones acústicas: el *ruido blanco* y el *ruido rosa*. El ruido blanco (figura 1.12a) tiene un espectro constante con la frecuencia (su nombre proviene de la analogía con la luz blanca, que contiene todos los colores con igual intensidad). En el ruido rosa (figura 1.12b), la energía es proporcional a $1/f$, es decir que hay mayor contenido de bajas frecuencias (el nombre se inspira en la luz rosa, que contiene todos los colores, pero el rojo con mayor intensidad). Este tipo de ruido se utiliza como señal de prueba para ensayos acústicos, ya que contiene igual energía en todas las bandas de octava (o de tercio de octava).

El último tipo de espectro es el *espectro mixto*, que es la superposición de un sonido de espectro continuo y uno o más de espectro discreto (figura 1.13). La gran mayoría de los sonidos que percibimos son de espectro mixto. A un ruido de fondo de espectro continuo, se añaden sonidos de voces humanas, instrumentos musicales, motores, máquinas rotativas, etc., que contienen líneas espectrales definidas.

1.5.1. Densidad espectral

En un espectro discreto, es decir, correspondiente a un sonido formado por cierto número de tonos puros (senoidales) es posible representar las amplitudes de dichos tonos directamente, ya sea a través del valor máximo de la presión, $P_{m\acute{a}x}$, o de su valor eficaz, P_{ef} . En los espectros continuos esto no es práctico, porque equivaldría a una cantidad muy grande de frecuencias extremadamente próximas, cada una de ellas a su vez de amplitud muy pequeña. Resulta más conveniente abandonar el concepto de sonidos parciales individuales con frecuencia, amplitud y fase determinadas, y reemplazarlo por un parámetro que represente la amplitud conjunta de todos los sonidos parciales dentro de una banda de frecuencias $[f, f']$. La manera más ventajosa de representar esta “amplitud conjunta” es por medio de la energía, que está relacionada con el valor cuadrático medio (valor eficaz al cuadrado) de la presión, P_{ef}^2 .

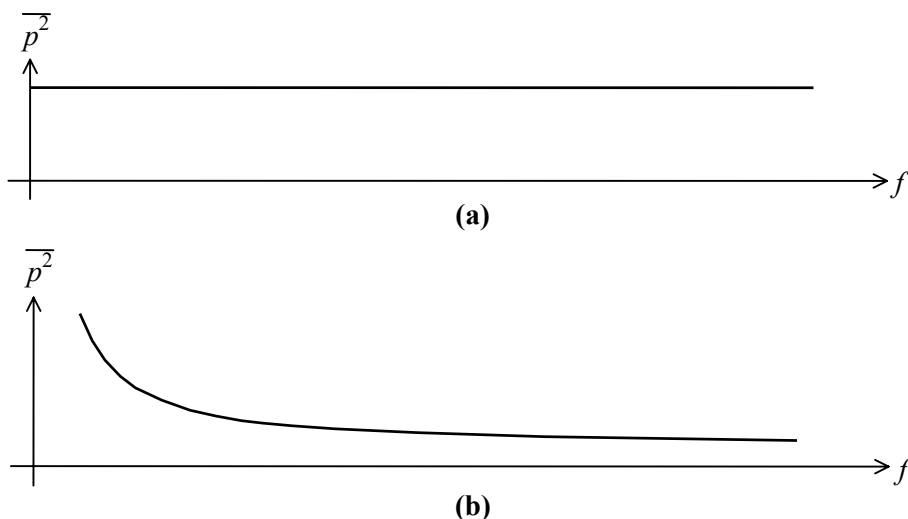


Figura 1.12. Espectros **(a)** de un *ruido blanco*; **(b)** de un *ruido rosa*.

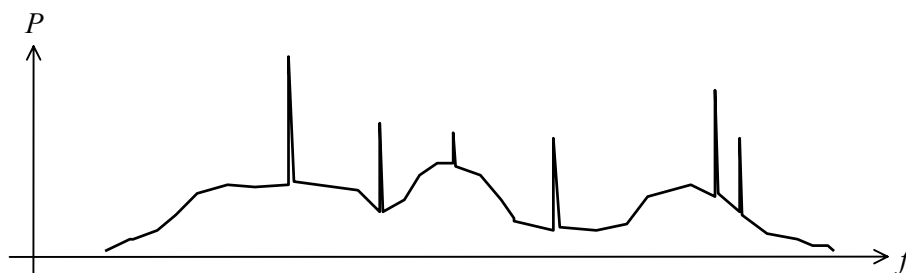


Figura 1.13. Ejemplo de espectro mixto.

Si la banda $[f, f']$ se reduce, al haber menos parciales, también habrá menos energía y por lo tanto se reducirá P_{ef}^2 . Pero el cociente entre P_{ef}^2 y $f' - f$ tenderá a un valor no nulo. Podemos definir una densidad espectral como

$$\overline{p^2}(f) = \lim_{f' \rightarrow f} \frac{P_{ef}^2}{f' - f}. \quad (1.33)$$

Con esta densidad podemos ahora calcular el valor cuadrático medio en cualquier banda $[f_1, f_2]$ como

$$P_{ef}^2 = \int_{f_1}^{f_2} \overline{p^2}(f) df. \quad (1.34)$$

Resulta así que la densidad espectral es una especie de *densidad de valor cuadrático medio* de la presión respecto a la frecuencia (Miyara, Lahoz, 2004).

NOTA: La densidad espectral de un tono puro de frecuencia f_0 es 0 para $f \neq f_0$ e ∞ para $f = f_0$ (función denominada delta de Dirac). Esto dificulta una representación matemáticamente precisa de los espectros mixtos (superposición de espectros continuos y discretos). En la práctica se usa una aproximación discreta de la densidad espectral, en la cual se divide el espectro en cierto número de bandas convenientemente estrechas. La energía en cada banda resulta ser finita. Las bandas que contienen tonos puros tienen valores considerablemente más altos que las vecinas, pero no infinitos. Esto es especialmente útil en el análisis de espectro por computadora.

EJEMPLO 1.1

Determinar el nivel de presión sonora en la banda de 20 Hz a 20000 Hz de un ruido rosa cuya densidad espectral es de $8 \text{ (mPa)}^2/f$.

Solución: Aplicamos la ecuación (1.34)

$$P_{ef}^2 = \int_{20}^{20000} \frac{8 \text{ (mPa)}^2}{f} df = 8 \text{ (mPa)}^2 \ln \frac{20000}{20},$$

de donde

$$P_{ef} = 0,00743 \text{ Pa}.$$

Entonces,

$$L_p = 20 \log_{10} \frac{0,00743}{0,00002} = 51,4 \text{ dB}.$$

EJEMPLO 1.2

Un ruido blanco en la banda de audio, de 20 Hz a 20000 Hz, tiene un nivel de presión sonora de 60 dB. Determinar el nivel de presión sonora en las bandas de octava [100 Hz, 200 Hz] y [1000 Hz, 2000 Hz] (una octava equivale a duplicar una frecuencia).

Solución: Si conociéramos la densidad espectral podríamos utilizar la ecuación (1.34) para calcular la presión cuadrática en las bandas solicitadas y de allí obtener el nivel de presión sonora. Podemos calcular la densidad espectral teniendo en cuenta que ésta es constante con la frecuencia por tratarse de un ruido blanco, a partir de la ecuación (1.34) aplicada entre 20 Hz y 20000 Hz. Calculemos primero la presión eficaz:

$$P_{ef} = 0,00002 \text{ Pa} \times 10^{60/20} = 0,02 \text{ Pa} .$$

Debe ser

$$P_{ef}^2 = \int_{20}^{20000} \overline{p^2(f)} df = (20000 - 20) \overline{p^2} = 0,0004 \text{ Pa}^2$$

de donde

$$\overline{p^2} = 2 \times 10^{-8} \text{ Pa}^2/\text{Hz} .$$

Entonces, para [100 Hz, 200 Hz],

$$P_{ef}^2 = 100 \text{ Hz} \times 2 \times 10^{-8} \text{ Pa}^2/\text{Hz} ,$$

y así

$$L_p = 37 \text{ dB} .$$

Análogamente, para [1000 Hz, 2000 Hz] se obtiene

$$L_p = 47 \text{ dB} .$$

Vemos que el nivel de presión sonora es diferente para diversas bandas de octava, ya que una octava en baja frecuencia es más pequeña que en alta frecuencia. Como ejercicio, verificar que para un ruido rosa el nivel de presión sonora es constante en todas las bandas de octava. Esta propiedad lo hace muy útil como señal para algunas mediciones que utilizan analizadores de espectro por octavas (ver sección 4.3).

El conocimiento del espectro de un ruido o sonido es de fundamental importancia para su análisis, tanto para determinar sus posibles efectos e identificar sus fuentes, como para la propuesta de estrategias para su reducción, según iremos viendo a lo largo de los capítulos siguientes.

1.6. Fuentes sonoras

Existen innumerables tipos de fuentes de ruido, cada una con particularidades propias en cuanto a espectro emitido, potencia, direccionalidad, etc. En su forma más general, el problema es extraordinariamente complejo, debido a que involucra la resolución de ecuaciones ya bastante complicadas, con condiciones adicionales más complicadas aún. Hoy es posible atacar el problema por la vía de la simulación digital en computadora, aunque los programas son muy caros y el éxito en la predicción del comportamiento de una fuente queda en última instancia supeditado a una descripción rigurosamente detallada de sus características mecánicas y acústicas.

A los efectos de un análisis simplificado, es posible y conveniente trabajar con algunos modelos de fuentes ideales que resultan menos exactos pero más manejables. De esta forma se pueden obtener resultados que son aceptablemente precisos si se tiene en cuenta el contexto de relativa incertidumbre de los datos de que dispone habitualmente el ingeniero acústico. Entre dichas fuentes se encuentran las fuentes puntuales o esféricas, las lineales o cilíndricas, las fuentes planas, y las multipolares (dipolos y cuadrípolos acústicos).

1.6.1. Nivel de potencia sonora

Una propiedad importante de una fuente sonora es su *potencia sonora*, W , definida como la energía sonora que emite por unidad de tiempo. Se expresa en watt, W , unidad igual a un joule por segundo.⁷ La manera más frecuente de expresar la potencia sonora es por medio del *nivel de potencia sonora*, L_W , dado por la ecuación

$$L_W = 10 \log \frac{W}{W_{ref}}, \quad (1.35)$$

donde W_{ref} es la potencia de referencia, igual a 1 pW, es decir, 10^{-12} W.⁸ Con esta referencia veremos que el nivel de presión sonora de una fuente puntual a 1 m de distancia es 10,9 dB menor que el valor numérico del nivel de potencia sonora de dicha fuente.

Es importante observar que el nivel de potencia sonora es un atributo de la fuente que se mantiene invariable mientras se conserven las condiciones de operación, funcionamiento o emisión, en tanto que el nivel de presión sonora de una misma fuente depende fuertemente de la distancia y la dirección del observador, por no decir también de las condiciones acústicas del ambiente que la rodea.

⁷ Por convención de estilo las variables se representan en cursiva y en cambio los símbolos de las unidades se escriben en tipografía normal. Esto evita la posible confusión entre el símbolo de la potencia sonora, W , y el símbolo correspondiente a su unidad (el watt), W .

⁸ Debe hacerse notar que antiguamente la potencia de referencia se tomaba igual a 10^{-13} W en lugar de 10^{-12} W, por lo cual se debe prestar atención a qué referencia se ha utilizado en las especificaciones. Para evitar ambigüedades siempre debería indicarse la referencia utilizada.

1.6.2. Fuente esférica y fuente puntual

La fuente sonora más simple es la *fente esférica*. El campo acústico generado por este tipo de fuente es, para cada tiempo t , constante sobre superficies esféricas concéntricas, es decir que comparten un mismo centro, denominado *centro acústico* o simplemente *centro* de la fuente. Las superficies esféricas en las que la presión sonora es máxima se suelen denominar *frentes de onda*.

En el caso en que la variación temporal sea senoidal, interesa conocer cómo varía su amplitud, o mejor aún su valor eficaz, con la distancia al centro de la fuente. Llamando $P(r)$ a la amplitud de la presión a la distancia r del centro, resulta

$$P(r) = \frac{r_0}{r} P(r_0), \quad (1.36)$$

donde r_0 es una distancia cualquiera y $P(r_0)$ la amplitud a dicha distancia (figura 1.14). Esta ecuación indica que *la amplitud de la presión varía inversamente con la distancia al centro*. Esta relación es válida también para la presión eficaz:

$$P_{ef}(r) = \frac{r_0}{r} P_{ef}(r_0). \quad (1.37)$$

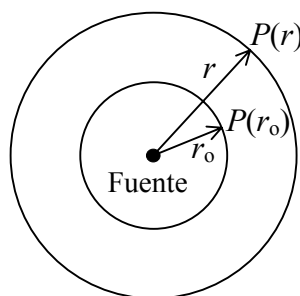


Figura 1.14. Una fuente esférica para la cual se muestran dos esferas de presión constante $P(r_0)$ y $P(r)$.

De esta expresión puede deducirse que el nivel de presión sonora disminuye 6 dB cada vez que se duplica la distancia:

$$L_p(2r) = L_p(r) - 6 \text{ dB}. \quad (1.38)$$

A partir de la expresión de la intensidad sonora (ecuación 1.14), se obtiene el importante y conocido resultado de que la intensidad disminuye con el cuadrado de la distancia:

$$I(r) = \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 I(r_0). \quad (1.39)$$

NOTA: Este resultado es válido únicamente para fuentes esféricas puras. Como veremos, no es válido para ondas planas, ni tampoco para fuentes esféricas dentro de recintos con superficies reflectoras.

La ecuación 1.39 puede justificarse intuitivamente del siguiente modo. La potencia sonora total W radiada por la fuente está perfectamente definida, y para cada distancia r del centro acústico, dicha potencia fluye hacia afuera de la correspondiente esfera de radio r atravesando una superficie de área $4\pi r^2$, por lo cual la misma potencia W debe repartirse en un área cada vez mayor conforme aumenta r . Como dicha área aumenta con el cuadrado de r , entonces la intensidad (que es la potencia dividida por el área) debe disminuir con el cuadrado de r . En fórmulas, tenemos que

$$I(r) = \frac{\text{potencia}}{\text{área}} = \frac{W}{4\pi r^2}. \quad (1.40)$$

Un ejemplo idealizado de fuente esférica sería una esfera pulsante, es decir una especie de “pistón esférico”. Un ejemplo práctico puede ser el extremo de un tubo abierto dentro del cual se genera sonido, o un altavoz dentro de un baffle que emite sonidos *de longitud de onda grande comparada con el tamaño del baffle*.

Cuando una fuente esférica es de tamaño despreciable frente a la longitud de onda que está emitiendo, se dice que es una *fente puntual*. La intensidad en las cercanías de una fuente puntual es muy alta. Por esta razón, no existen en la práctica fuentes reales que se aproximen a fuentes puntuales, aunque éstas resultan un buen modelo si las distancias son grandes comparadas con la longitud de onda emitida.

Combinando las ecuaciones 1.17 y 1.40 podemos encontrar una relación entre la potencia sonora y la presión sonora eficaz para una fuente puntual o esférica:

$$P_{ef}^2 = \rho_0 c \frac{W}{4\pi r^2}. \quad (1.41)$$

Esta ecuación puede expresarse también como

$$W = 4\pi r^2 \frac{P_{ef}^2}{\rho_0 c}, \quad (1.42)$$

expresión útil para estimar la potencia sonora a partir del valor medido de la presión sonora a cierta distancia.

De las ecuaciones anteriores puede obtenerse, a su vez, la relación entre el nivel de potencia sonora y el nivel de presión sonora:

$$L_p = L_W - 10 \log \frac{P_{ref}^2 4\pi r^2}{W_{ref} \rho_0 c}, \quad (1.43)$$

que una vez reemplazados los valores correspondientes conduce a la fórmula simplificada siguiente, válida a 20 °C si la distancia r se expresa en metros.

$$L_p = L_W - 20 \log r - 10,9 \text{ dB}. \quad (1.44)$$

Esta fórmula es útil cuando se dispone de la especificación del nivel de potencia sonora de una máquina para estimar el nivel de presión sonora a diferentes distancias (para cálculos mentales se suele aproximar 10,9 dB por 11 dB).

EJEMPLO 1.3

A 30 m de la abertura de un tubo de venteo a campo abierto se mide un nivel de presión sonora de 60 dB. Estimar la potencia acústica radiada W y el nivel de presión sonora que cabe esperar a 5 m de la abertura.

Solución:

$$P_{ef} = P_{ref} \cdot 10^{L_p/20} = 0,02 \text{ Pa}$$

Suponiendo que el ruido de fondo es poco significativo frente al ruido de venteo, obtenemos

$$W = 4\pi r^2 \frac{P_{ef}^2}{\rho_0 c} = 0,011 \text{ W}.$$

Para determinar el nivel de presión sonora a 5 m, tengamos en cuenta que

$$P_{ef}(5 \text{ m}) = \frac{30}{5} P_{ef}(30 \text{ m}) = 0,12 \text{ Pa},$$

de donde

$$L_p = 75,6 \text{ dB}.$$

Otra forma de obtener lo mismo es:

$$L_p = 60 + 20 \log_{10} \frac{30}{5}.$$

Esta forma de cálculo es más directa ya que no requiere calcular innecesariamente el valor intermedio de la presión eficaz. Se basa en la propiedad del logaritmo de transformar un producto en suma.

1.6.3. Fuente cilíndrica y fuente lineal

Las *fuentes cilíndricas* generan un campo acústico constante sobre superficies cilíndricas concéntricas. El eje común a dichas superficies se denomina *eje acústico* o, simplemente, *eje* de la fuente. Una fuente cilíndrica puede ser *coherente* o *incoherente*. En el caso de las fuentes cilíndricas coherentes el campo es constante para cada instante, es decir todos los puntos de la fuente radian en fase. En el caso de las fuentes incoherentes, sólo es constante la presión eficaz. En la práctica sólo tienen interés las fuentes incoherentes, ya que permiten modelizar situaciones como una carretera, o una cañería y, en cambio, no existen ejemplos de fuentes lineales coherentes.

Llamando $P_{ef}(r)$ a la presión eficaz a la distancia r del eje, resulta

$$P_{ef}(r) = \sqrt{\frac{r_0}{r}} P_{ef}(r_0), \tag{1.45}$$

donde r_0 es una distancia cualquiera y $P_{ef}(r_0)$ la presión eficaz a dicha distancia (figura 1.15). Esta ecuación indica que *la amplitud de la presión eficaz varía inversamente con la raíz cuadrada de la distancia al centro*.

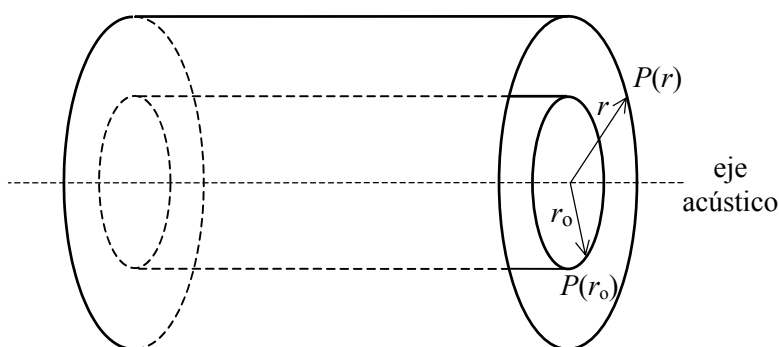


Figura 1.15. Una fuente cilíndrica para la cual se muestran dos superficies cilíndricas sobre las cuales la presión es constante, respectivamente $P(r)$ y $P(r_0)$. La longitud se ha acortado a los efectos de la representación.

De esta expresión se concluye que para fuentes cilíndricas el nivel de presión sonora disminuye 3 dB cada vez que se duplica la distancia:

$$L_p(2r) = L_p(r) - 3 \text{ dB}. \tag{1.46}$$

Este resultado contrasta con el correspondiente a una fuente esférica, en la que la reducción era de 6 dB en lugar de 3 dB. La razón es que una fuente cilíndrica se puede pensar como una disposición lineal de un gran número de fuentes puntuales iguales (idealmente, infinitas). Al duplicar la distancia al eje de la fuente, la distancia a las fuentes más

próximas efectivamente se duplica, pero las más distantes sólo se alejan en una proporción mucho más pequeña, y de esa manera compensan la reducción en 6 dB de las fuentes próximas.

Igual que en el caso anterior, mediante la ecuación 1.16 se determina cómo varía la intensidad con la distancia:

$$I(r) = \frac{r_0}{r} I(r_0). \quad (1.47)$$

Vemos que para fuentes cilíndricas disminuye más lentamente con la distancia que para fuentes esféricas.

Ejemplos de fuentes cilíndricas son las tuberías largas por las cuales circulan grandes caudales generando turbulencias que hacen vibrar la tubería emitiendo sonido. Otro ejemplo son las carreteras de gran circulación, en donde a la distancia cada automotor individual es equivalente aproximadamente a una fuente esférica. No obstante, la aproximación no es tan buena como en los ejemplos de fuentes esféricas, dado que la fuente cilíndrica ideal es de longitud infinita.

Las *fuentes lineales* son el caso límite de las cilíndricas, cuando el diámetro de la fuente es despreciable frente a la longitud de onda emitida, y en la práctica sólo se utilizan para modelizar fuentes como las mencionadas.

Igual que en el caso de la fuente puntual, es posible obtener relaciones entre la potencia sonora y la presión sonora eficaz para fuentes lineales o cilíndricas no coherentes. En este caso no tiene sentido hablar de la potencia sonora *total* de la fuente, que sería idealmente infinita, sino más bien de la *potencia sonora por unidad de longitud*, W_x . Resulta

$$P_{ef}^2 = \rho_0 c \frac{W_x}{4r}. \quad (1.48)$$

Esta ecuación puede expresarse también como

$$W_x = 4r \frac{P_{ef}^2}{\rho_0 c}, \quad (1.49)$$

expresión útil para estimar la potencia sonora por unidad de longitud a partir del valor medido de la presión sonora a cierta distancia.

EJEMPLO 1.4

Estimar el nivel de presión sonora a 100 m de una carretera por la cual circulan 3000 vehículos por hora si la velocidad media es de 60 km/h y el nivel de potencia sonora de cada vehículo es de 105 dB (ref 1 pW).

Solución: Dado que la velocidad es 60 km/h, un automóvil demora 1 h en recorrer un espacio de 60 km. Durante esa hora ingresaron en el mismo tramo de carretera 3000 vehículos, por lo cual hay $3000 / 60000 = 0,05$ vehículos por metro. Eso significa que

$$W_x = 0,05 \times 1 \times 10^{-12} \times 10^{105/10} = 1,58 \text{ mW / m},$$

de donde

$$P_{ef}^2 = 407 \frac{0,00174}{4 \times 100} = 1,61 \times 10^{-3} \text{ Pa}^2.$$

Esto corresponde a

$$L_p = 66,0 \text{ dB}.$$

1.6.4. Fuente plana

Las *fuentes planas* crean un campo acústico que para cada tiempo t es constante sobre superficies planas paralelas. Generan el tipo de onda analíticamente más sencillo: la *onda plana*, que se propaga perpendicularmente a dichos planos (figura 1.16).

Para ondas senoidales, la amplitud de una onda plana es constante con la distancia x a la fuente:

$$P(x) = \text{constante}, \quad (1.50)$$

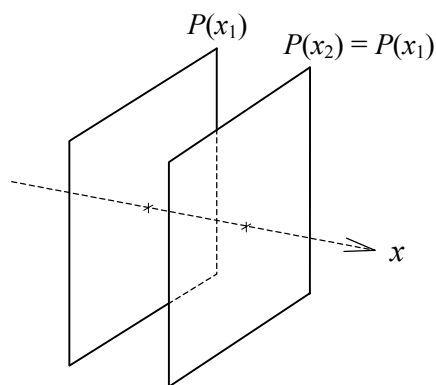


Figura 1.16. Una fuente plana, caracterizada por producir un campo acústico que tiene amplitud constante sobre planos perpendiculares a la dirección de propagación. A su vez, la amplitud es la misma en todos los planos.

y análogamente para la presión eficaz:

$$P_{ef}(x) = \text{constante}. \quad (1.51)$$

Esto a su vez implica que *en una onda plana la intensidad media también es constante con la distancia*, a diferencia de lo que sucedía en las fuentes esférica y cilíndrica.

No existen ejemplos físicos de fuentes sonoras planas en campo abierto, ya que la extensión de tales fuentes es, idealmente, infinita. Posibles aproximaciones pueden ser una onda esférica o cilíndrica (o, para el caso, proveniente de cualquier fuente) a gran distancia del centro o eje de la fuente. Otro ejemplo de fuente aproximadamente plana (no coherente) sería el ruido de una muchedumbre desde cierta altura (menor que la extensión de la muchedumbre de modo que el efecto de los bordes, es decir de la falta de infinitud, pueda despreciarse). En recintos cerrados con forma rectangular, bajo ciertas condiciones es posible generar ondas planas con una fuente cualquiera; por ejemplo, si la distancia entre paredes paralelas es múltiplo de la semilongitud de onda $\lambda/2$ (ver Acústica de Recintos).

1.6.5. Fuentes múltiples

Las fuentes estudiadas hasta ahora pueden considerarse como *fuentes elementales* o *básicas*, en el sentido de que otras fuentes pueden considerarse como combinación de aquéllas. Particularmente, cualquier fuente puede pensarse como la superposición de cierta cantidad de fuentes puntuales.

Una característica importante de una fuente arbitraria es su *direccionalidad*. En las fuentes puntuales la presión a una dada distancia es la misma en todas direcciones, pero en las fuentes múltiples ello no sucede. Para verlo consideremos dos fuentes puntuales iguales que emiten sonidos en fase (figura 1.17). El punto Q está equidistante de ambas fuentes, y entonces los sonidos de ambas llegan al mismo tiempo y se suman. El punto P, en cambio, está más cerca de A que de B, razón por la cual el sonido de A llega antes a P que el de B, produciendo un defasaje que puede llegar a anular el campo resultante. La diferencia de distancias se debe a la diferente orientación con respecto al eje de las fuentes.

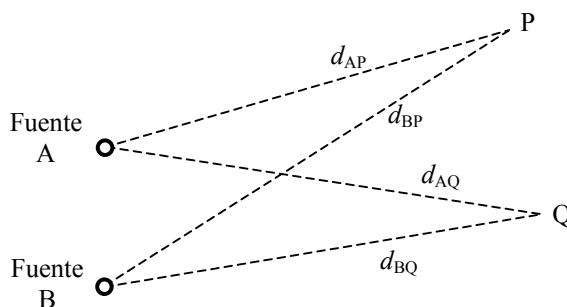


Figura 1.17. Una fuente compuesta por dos fuentes puntuales iguales, A y B. La distancia entre cada fuente y el punto Q es la misma, y entonces los sonidos de A y de B llegan al mismo tiempo a Q. Para el punto P, que tiene otra orientación, las distancias no son iguales, y en consecuencia los sonidos de ambas fuentes llegan a destiempo.

Dentro de las fuentes múltiples, existen algunas que permiten representar algunos mecanismos habituales de generación de ruido. La primera es el *dipolo acústico* o *doblete*, caracterizado por dos fuentes puntuales de la misma frecuencia pero fase opuesta, es decir que mientras una perturba el aire que la circunda aumentando su presión, la otra lo hace disminuyéndola, como se muestra en la figura 1.18.

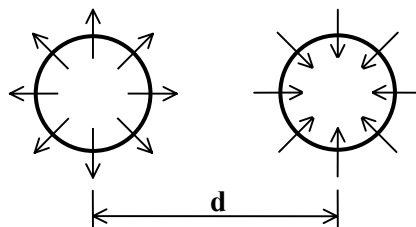


Figura 1.18. Un dipolo o doblote acústico formado por dos fuentes puntuales en oposición de fase

Este tipo de fuente modeliza el ruido emitido por la vibración de láminas, placas o membranas con ambos lados expuestos, como por ejemplo un altoparlante sin baffle o una hélice de ventilador. Las dimensiones con respecto a la longitud de onda emitida deben ser pequeñas, ya que de lo contrario la propia superficie actúa como barrera, alterando el campo sonoro generado.

Para describir las características direccionales de ésta y otras fuentes se utiliza un *diagrama direccional*, *diagrama polar* o *patrón polar*, que representa en coordenadas polares el valor eficaz de la presión a una distancia determinada, en las diversas direcciones. En la figura 1.19 se muestra el diagrama direccional de un dipolo para tres valores de longitud de onda λ , tomados con respecto a la distancia d entre las fuentes puntuales del dipolo. Vemos que las diversas curvas presentan una estructura de *lóbulos*, es decir zonas que arrancan en 0 y alcanzan máximos. Cuando $\lambda = d$ aparecen cuatro lóbulos, y cuando $\lambda = 1,5d$ y $\lambda = 2d$, dos lóbulos. En general, *cuanto más pequeña es la longitud de onda el diagrama contiene mayor cantidad de lóbulos*, lo cual significa que pequeñas variaciones de dirección pueden provocar grandes variaciones de presión sonora. De todas maneras, tengamos en cuenta que este patrón polar es válido únicamente en *campo libre*, es decir en ausencia de reflexiones⁹. También se observa que cualquiera sea la longitud de onda, siempre el campo se anula para $\theta = 0^\circ$, debido a que para esa dirección las distancias a ambas fuentes son iguales, y en consecuencia se conserva la relación de fases original, es decir la oposición de fase, que anula el campo resultante.

Si llamamos P_{ef0} a la presión eficaz de una de las fuentes puntuales a una distancia r_0 , entonces la presión eficaz del dipolo a una distancia r y con una orientación θ resulta, siempre y cuando sea $r \gg d$:

⁹ Esta situación puede lograrse artificialmente dentro de una *cámara anecoica*, es decir una habitación tratada acústicamente para eliminar casi por completo las reflexiones.

$$P_{ef}(r) = \frac{2 P_{ef0} r_0}{r} \left| \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta \right) \right|. \quad (1.52)$$

De esta ecuación se deducen los diagramas direccionales indicados en la figura 1.19. También permiten verificar que cuando λ es pequeño comparado con d aparecen varios lóbulos, ya que al variar θ de 0° a 90° el argumento del primer seno describe varios giros, lo cual implica varias fluctuaciones entre 0 y 1.

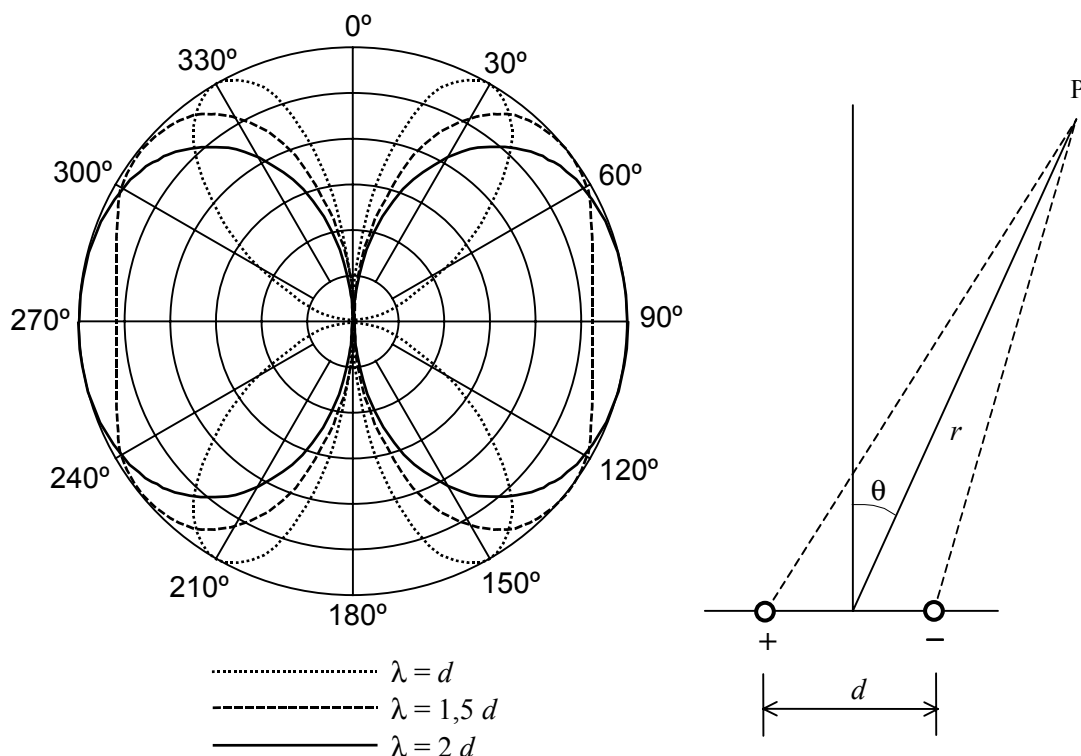


Figura 1.19. Diagrama direccional del doblete acústico para tres valores de longitud de onda λ relativos a la distancia d entre las fuentes puntuales.

El diagrama de la figura 1.19 está representado en coordenadas polares *lineales*, vale decir que la presión es proporcional a la distancia radial entre la curva y el centro. En muchos casos, sin embargo, es más conveniente utilizar coordenadas polares *radialmente logarítmicas*, en las cuales se representa el *nivel de presión sonora* en lugar de la presión eficaz. En efecto, con el diagrama lineal gran cantidad de presiones *auditivamente significativas* se concentran cerca del centro del diagrama y no pueden apreciarse, lo cual no sucede con el diagrama logarítmico (ver figura 1.20). En este tipo de diagramas se toma el nivel de referencia (0 dB) como el máximo valor posible, de allí que los valores sean negativos.

NOTA: Debe observarse que en general, por debajo del mínimo valor representado (en el caso de la figura 1.20, -25 dB), las curvas carecen de sentido, ya que allí el diagrama debería volverse lineal nuevamente, debido a que *no es posible insertar infinitas divisiones equiespaciadas en un espacio finito*.

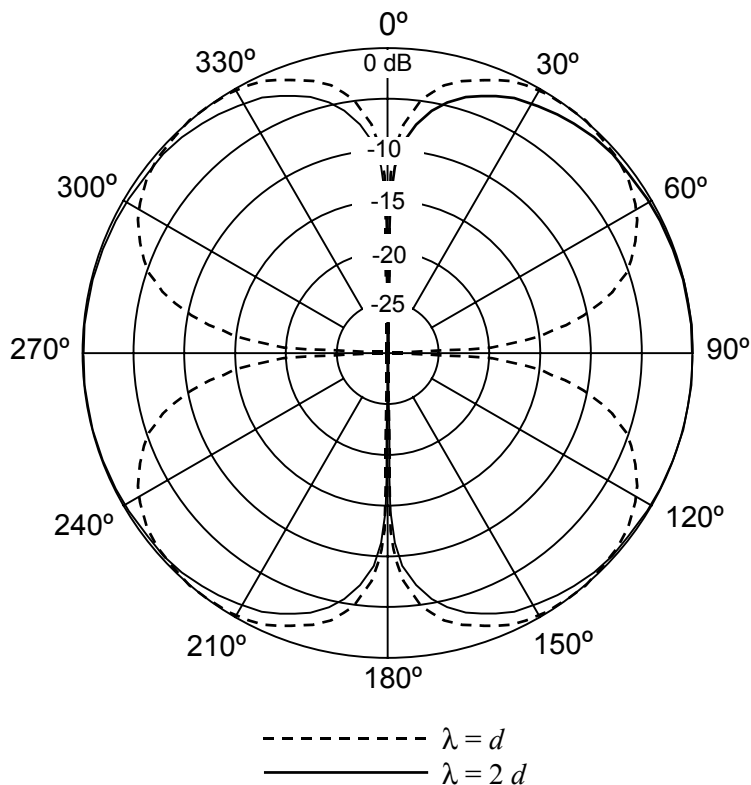


Figura 1.20. Diagrama direccional del doblete acústico representado en diagrama polar logarítmico. Se han representado dos valores de longitud de onda λ relativos a la distancia d entre las fuentes.

Una segunda fuente múltiple de interés es el *cuadripolo longitudinal*, formado por dos dipolos enfrentados (figura 1.21). Esta fuente sirve de modelo para el ruido

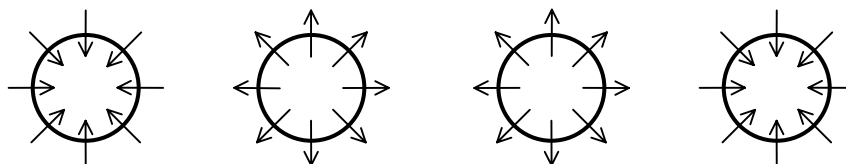


Figura 1.21. Un *cuadripolo lateral*, formado por dos dipolos enfrentados.

generado por dos objetos rígidos que impactan entre sí. En la figura 1.22 se muestra el diagrama polar de esta configuración de fuentes puntuales. Se observa que es más lobulada que el correspondiente al dipolo acústico. Esto sucede porque existen ahora interferencias entre cuatro fuentes, mientras que antes sólo interferían dos.

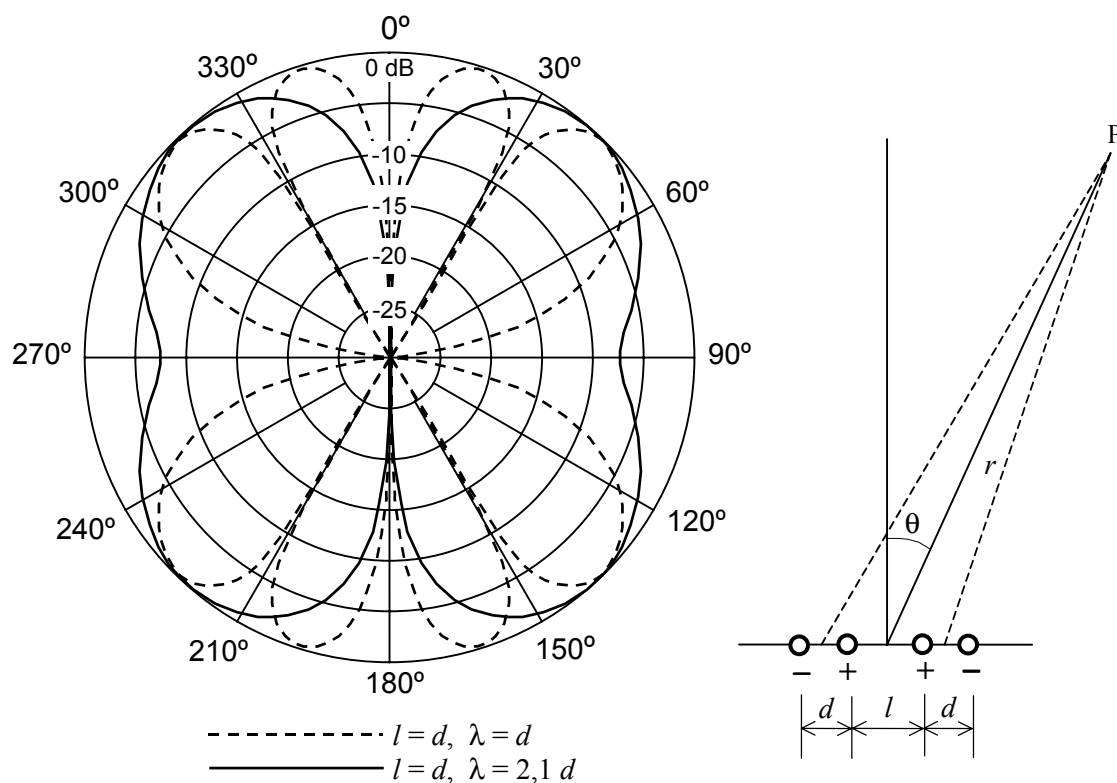


Figura 1.22. Diagrama direccional del *cuadripolo acústico* representado en diagrama polar logarítmico. Se han representado dos valores de longitud de onda λ relativos a la distancia d entre las fuentes.

La descripción matemática de la presión eficaz a una distancia r de un *cuadripolo* compuesto por dos dipolos como se indica en la figura 1.22 es, para $r \gg l, d$:

$$P_{ef}(r) = \frac{2 P_{ef0} r_0}{r} \left| \cos\left(\frac{\pi(l+2d)}{\lambda} \text{sen } \theta\right) - \cos\left(\frac{\pi l}{\lambda} \text{sen } \theta\right) \right|, \quad (1.53)$$

donde, igual que antes, P_{ef0} es la presión eficaz de una de las fuentes puntuales a una distancia r_0 .

1.6.6. Efecto Doppler

Cuando una fuente sonora se mueve con respecto a un observador, la frecuencia del sonido recibido por éste difiere de la emitida por la fuente. Este fenómeno, conocido como *efecto Doppler*, se origina en las variaciones de longitud de onda debidas al recorrido variable que hacen los sucesivos frentes de onda desde la fuente hasta el observador. Si, por ejemplo, la fuente se acerca al observador, cada nuevo frente de onda deberá recorrer una distancia menor que el anterior, por lo tanto la distancia entre los frentes de onda que llegan al observador (es decir, la longitud de onda λ') será menor que si la fuente estuviera fija (figura 1.23). Debido a la relación inversa entre la longitud de onda

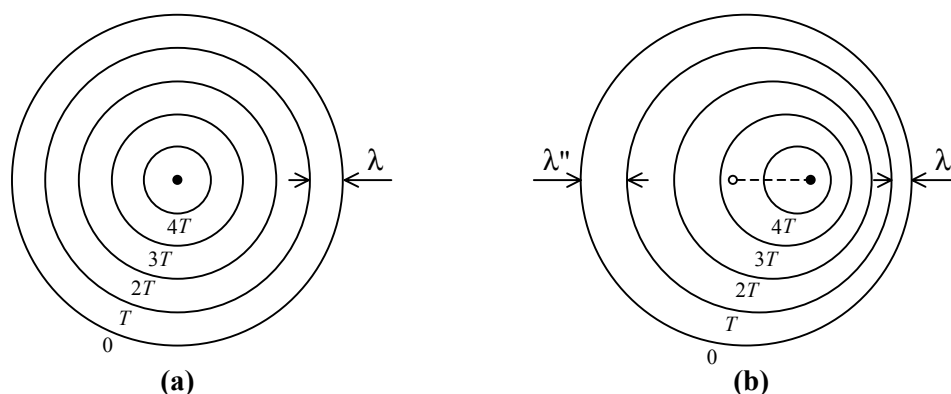


Figura 1.23. Sucesivos frentes de onda provenientes de (a) una fuente fija, (b) una fuente que se desplaza hacia la derecha. Cuando la fuente se acerca al observador la longitud de onda detectada por éste es $\lambda' < \lambda$ y cuando se aleja es $\lambda'' > \lambda$, donde λ es la longitud de onda relativa a la fuente.

y la frecuencia (ecuación 1.9), el observador recibe una frecuencia mayor que la realmente emitida. Si, en cambio, la fuente se aleja del observador, la longitud de onda recibida es mayor y la frecuencia, menor. La frecuencia recibida en el receptor está dada por

$$f' = f \frac{c}{c + v}, \tag{1.54}$$

donde f es la frecuencia de la fuente, c , la velocidad del sonido y v , la velocidad de la fuente, considerada positiva cuando la fuente se aleja del observador y negativa cuando se acerca.

La fórmula anterior es sólo aproximada, ya que en los casos reales el observador se encuentra fuera de la trayectoria de la fuente, como se muestra en la figura 1.24. En este caso en lugar de la velocidad v deberá tomarse su proyección sobre la recta que une a la fuente y el receptor. Resulta

$$f' = \frac{c}{c + v \cos \beta} f. \tag{1.55}$$

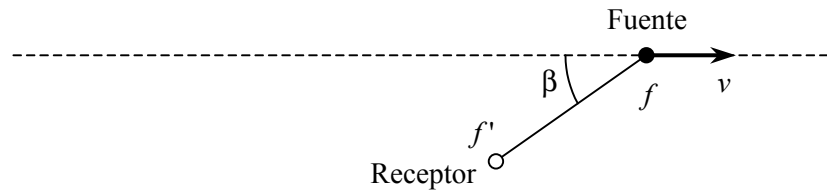


Figura 1.24. Geometría para el análisis del efecto Doppler

Cuando la fuente se acerca desde muy lejos, $\beta \rightarrow 180^\circ$, por lo que $\cos \beta \cong -1$. En este caso la fórmula se aproxima a la (1.54) con v negativa. Cuando la fuente se ha alejado mucho, $\beta \rightarrow 0$, de donde $\cos \beta \cong 1$ y estamos en el caso de (1.54) con v positiva. En la figura 1.25 se muestra la variación de la frecuencia entre sus valores extremos, que hemos simbolizado con $f'_{-\infty}$ y f'_{∞} .

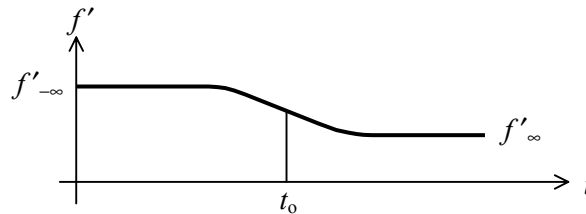


Figura 1.25. Representación espectral del efecto Doppler

Existen varias aplicaciones del efecto Doppler. La más simple consiste en estimar la velocidad de la fuente móvil a partir de la determinación de $f'_{-\infty}$ y f'_{∞} , en aquellos casos en que la fuente emita un tono puro que pueda ser detectado mediante un análisis de espectro de banda angosta. Para ello se plantea la ecuación (1.54) en los dos casos extremos y se despeja la velocidad.

$$v = c \frac{f'_{-\infty} - f'_{\infty}}{f'_{-\infty} + f'_{\infty}} \quad (1.56)$$

También se puede despejar la frecuencia:

$$f = \frac{2f'_{-\infty} f'_{\infty}}{f'_{-\infty} + f'_{\infty}} \quad (1.57)$$

EJEMPLO 1.5

Una avioneta pasa a baja altura y su ruido es grabado y posteriormente analizado, determinándose que la frecuencia recibida varió desde 86 Hz hasta 59 Hz. Estimar la velocidad de vuelo y la frecuencia real emitida.

Solución: Aplicando (1.56) y (157) resulta

$$v = 345 \frac{86 - 59}{86 + 59} = 64,2 \text{ m/s} = 231,3 \text{ km/h},$$

$$f = \frac{2 \times 86 \times 59}{86 + 59} = 70,0 \text{ Hz}.$$

1.7. Sensaciones psicoacústicas

Las diversas características del sonido que hemos estudiado hasta el momento se pueden cuantificar y medir con instrumental adecuado. Así, existen instrumentos de medición que permiten determinar la frecuencia, el espectro, el nivel de presión sonora, la intensidad, etc. Sin embargo, el oído humano percibe dichos aspectos del sonido con ciertas limitaciones y peculiaridades que le son característicos, y que es necesario conocer al momento de determinar su respuesta ante diversos estímulos sonoros, como parte de la evaluación de un problema de ruido, así como para estimar la efectividad de la solución propuesta para el mismo.

En esta sección trataremos la respuesta del oído ante diversas características del sonido, y en el Capítulo 2 enfocaremos los efectos específicos del ruido, en especial del ruido intenso.

1.7.1. Sensación de altura

La sensación de *altura* es la que permite distinguir los sonidos *graves* de los *agudos*. En la música la altura está vinculada con las diferentes notas de la escala. Hay una relación directa entre la altura y la frecuencia (figura 1.4). Así, a mayor frecuencia, mayor altura, o lo que es lo mismo, los sonidos de menor frecuencia son más graves y los de mayor frecuencia son más agudos. En la música occidental, la altura se cuantifica por *semitonos*. La relación entre los semitonos y la frecuencia es exponencial, vale decir que cuando la altura sube un semitono (independientemente de cuál sea la altura inicial) la frecuencia se multiplica por un factor constante:

$$f_{\text{semitono } n+1} = \sqrt[12]{2} f_{\text{semitono } n}, \quad (1.58)$$

Dicho factor equivale a un incremento aproximado de un 6%:

$$\sqrt[12]{2} \cong 1,059463094.$$

Análogamente, un salto de s semitonos implica un incremento de frecuencia dado por

$$f_{\text{semitono } n+s} = \left(\sqrt[12]{2}\right)^s f_{\text{semitono } n}, \quad (1.59)$$

es decir, equivalente a multiplicar s veces por dicho factor. En el caso particular en que $s = 12$, el exponente se cancela con la raíz y por lo tanto la frecuencia se multiplica por 2. Esta relación de frecuencias se denomina *octava*, y así, cuando un sonido tiene el *doble* de frecuencia que otro se dice que *está una octava más alto*.

$$f_{n+ \text{ octava}} = 2f_n . \quad (1.60)$$

En un teclado musical (por ejemplo, el de un piano o un órgano), la octava equivale al intervalo entre una tecla y otra tecla ubicada 12 teclas hacia la derecha, incluyendo teclas blancas y negras. Si la primera es una tecla blanca, equivale a un total de 8 teclas blancas incluida la inicial (de allí el nombre *octava*).

En la figura 1.26 se representan los rangos de altura y frecuencia en un teclado típico de 5 octavas, y en la tabla 1.3 se muestran las frecuencias para los sonidos de las octavas 2 a 6. Obsérvese que el LA 4 o *LA central* tiene una frecuencia normalizada internacionalmente igual a 440 Hz. Las frecuencias de las restantes octavas se pueden obtener multiplicando o dividiendo sucesivamente por 2.

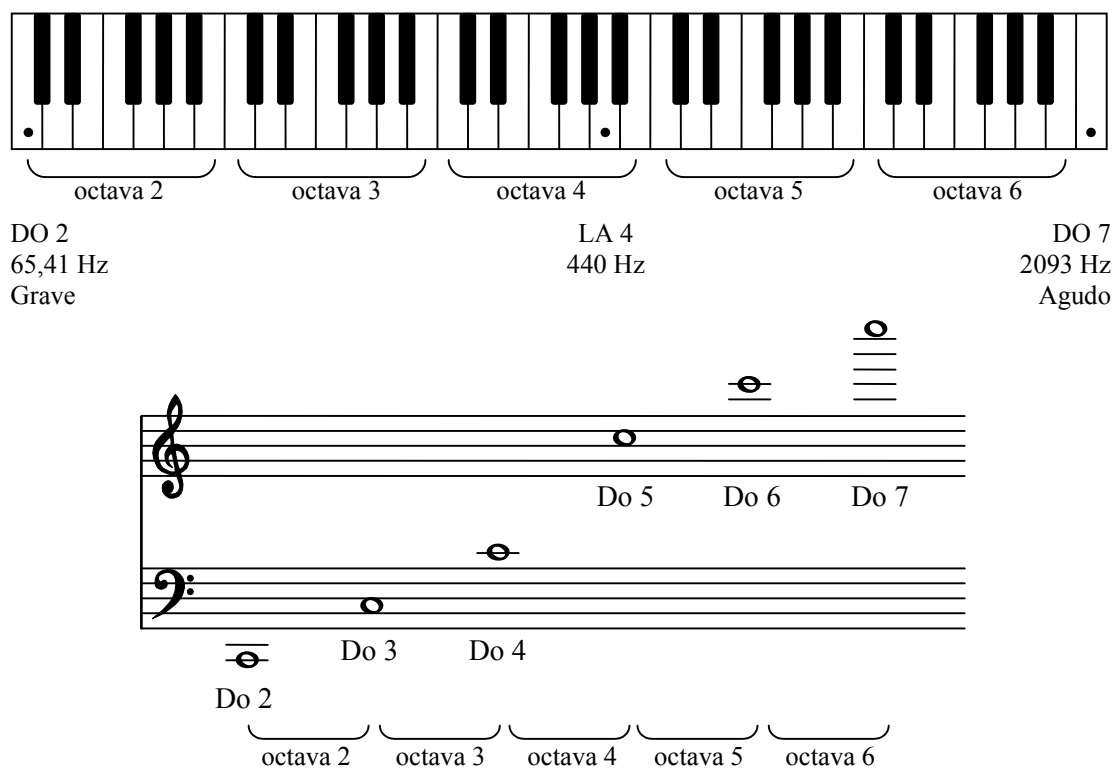


Figura 1.26. Relación entre la *frecuencia* y la *altura* en un teclado típico de 5 octavas. En el teclado se han marcado el LA central, cuya frecuencia se encuentra normalizada internacionalmente a 440 Hz, y los sonidos más grave (DO 2 de 65,41 Hz) y más agudo (DO 7, de 2093,00 Hz). En los pentagramas de abajo se muestran los DO correspondientes a las diversas octavas en notación musical.

Con cierto entrenamiento auditivo es posible utilizar la tabla 1.3 para determinar aproximadamente la frecuencia de un ruido tonal, lo cual puede ser muy útil cuando no se dispone de un analizador de espectro. Para ello se requiere haber adquirido, por ejercitación, el *oído relativo* u *oído interválico*, por medio del cual se pueden reconocer los intervalos musicales¹⁰ con respecto al LA. Luego, por medio de un patrón de frecuencia, por ejemplo un diapasón de afinador de 440 Hz,¹¹ se puede determinar la nota correspondiente al ruido tonal, y de allí su frecuencia.

Tabla 1.3. Frecuencias correspondientes a las notas de las octavas 2 a 7. Se ha remarcado la frecuencia normalizada del LA 440 Hz.

NOTA	Frecuencia [Hz]					
	Octava 2	Octava 3	Octava 4 (central)	Octava 5	Octava 6	Octava 7
DO	65,41	130,81	261,63	523,25	1046,50	2093,00
DO#	69,30	138,59	277,18	554,36	1108,73	2217,46
RE	73,42	146,83	293,66	587,33	1174,66	2349,32
RE#	77,78	155,56	311,13	622,25	1244,51	2489,02
MI	82,41	164,81	329,63	659,26	1318,51	2637,02
FA	87,31	174,61	349,23	698,45	1396,91	2793,83
FA#	92,50	185,00	369,99	739,99	1479,98	2959,96
SOL	98,00	196,00	392,00	783,99	1567,98	3135,96
SOL#	103,83	207,65	415,30	830,61	1661,22	3322,44
LA	110,00	220,00	440,00	880,00	1760,00	3520,00
LA#	116,54	233,08	466,16	932,33	1864,66	3729,31
SI	123,47	246,94	493,88	987,77	1975,53	3951,07

1.7.2. Sensación de sonoridad

La *amplitud* de una forma de onda está relacionada con la sensación de *sonoridad*, o volumen del sonido correspondiente. Sin embargo, la relación no es tan

¹⁰ Los intervalos musicales corresponden a la relación entre dos sonidos correspondientes a una escala musical. Musicalmente se denotan en términos de la cantidad de sonidos dentro de la escala entre ambos, incluidos ellos mismos. Por ejemplo, una *quinta* es el intervalo entre un *do* y un *sol* pues en la secuencia do-re-mi-fa-sol hay 5 notas. También pueden describirse en términos de la relación de frecuencias, lo cual es más útil para el acústico. Por ejemplo, la *quinta* corresponde a una relación de 3/2. Una forma habitual de reconocer estos intervalos es por comparación con el comienzo de algunas canciones conocidas. Por ejemplo, “Fray Santiago” comienza con una *segunda* (relación de frecuencias 1,122); “Sobre el Puente de Avignon”, comienza con una *tercera* (relación de frecuencias 5/4); “Mambrú se fue a la guerra”, comienza con una *cuarta* (relación de frecuencias 4/3).

¹¹ Algunas personas poseen el don natural del oído absoluto, que les permite reconocer la *altura absoluta* de los sonidos sin necesidad de referenciarla a una altura conocida.

directa como en el caso de la frecuencia, ya que la sensibilidad del oído varía notablemente con la frecuencia. Así, un sonido cuyo nivel de presión sonora es de 80 dB, por ejemplo, sonará bastante débil si su frecuencia es de 30 Hz y en cambio sumamente intenso si es de 3000 Hz. Se han realizado experimentos para establecer de una manera cuantitativa esta peculiaridad de la respuesta auditiva. El resultado son las curvas obtenidas por los investigadores norteamericanos H. Fletcher y W. A. Munson en 1933 (Fletcher, Munson, 1933). Dichas curvas, ilustradas en la figura 1.27, se obtuvieron comparando la sonoridad de un tono de frecuencia dada con la de un tono de 1 kHz al cual se le variaba el L_p . Estas curvas permitieron definir el *nivel de sonoridad*, NS de un tono como *el nivel de presión sonora de un tono de 1 kHz igualmente sonoro que el primero*. Para diferenciar el nivel de sonoridad del nivel de presión sonora, se lo expresa en *fon*. En la figura 1.27, se muestra el ejemplo de un tono de 200 Hz y 40 dB, el cual se escucha como uno de 1 kHz y 20 dB, por lo cual el primero tiene $NS = 20$ fon.

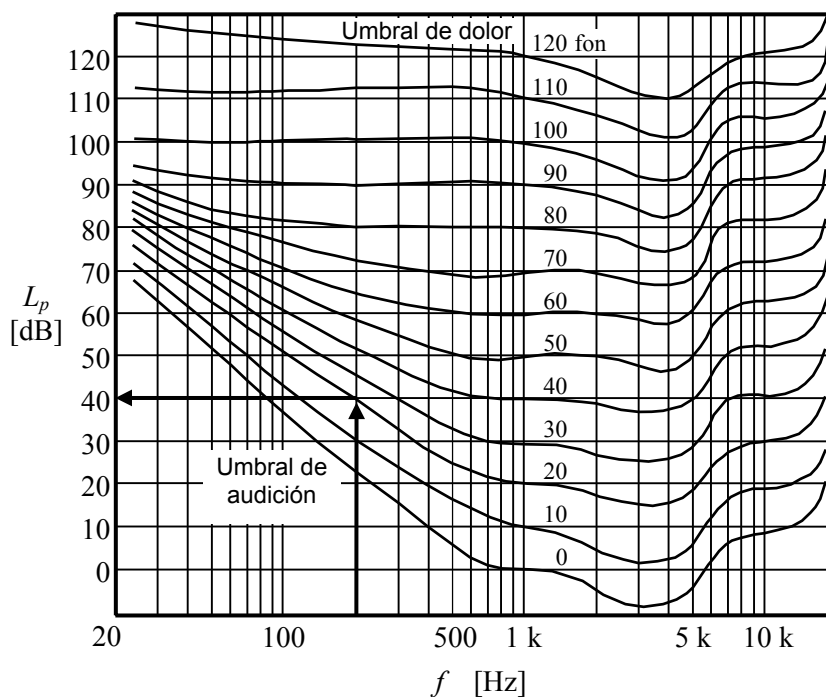


Figura 1.27. Curvas de Fletcher y Munson (1933). Un tono de 200 Hz y $L_p = 40$ dB provocará la misma sensación de sonoridad que uno de 1000 Hz y $L_p = 20$ dB. Se dice entonces que tiene un *nivel de sonoridad* de 20 fon. Obsérvese que a igual L_p los sonidos muy graves (baja frecuencia) y los muy agudos (alta frecuencia) tienen menor nivel de sonoridad que los sonidos medios. Además, en la zona de los 3000 Hz se tiene la mayor sensibilidad del oído. La curva de 0 fon es el *umbral de audición*, y la de 120 fon, el *umbral de dolor*.

Las curvas extremas son los límites de la audición humana. La correspondiente a 0 fon es el *umbral de audición*, por debajo del cual una vibración del aire no es percep-

tible. Debe aclararse que el umbral de audición depende realmente de la persona y del estado de su oído, correspondiendo las curvas a promedios estadísticos. La curva de 0 fon es el umbral para personas de buena audición. Una pérdida de 10 a 20 dB respecto a este umbral se considera normal. Por encima de los 25 dB de pérdida, comienzan las dificultades para la comprensión oral. La curva de 120 fon corresponde al *umbral de dolor*. De allí en adelante, además de sonido como tal comienza a percibirse un *dolor intenso*, además de empezar de inmediato el *daño irreversible* del oído interno.

Cada una de las curvas (o *contornos*) de Fletcher y Munson representa todas las combinaciones de frecuencia y nivel de presión sonora que suenan igual de intensas que un tono de referencia de 1 kHz y nivel de presión sonora dado. Dicho nivel de presión sonora (en dB) es numéricamente igual al nivel de sonoridad (en fon) de todas esas combinaciones. Por dicha razón se suele denominar a estos contornos *curvas de igual nivel de sonoridad*.

Lo anterior permite concluir que el oído es más sensible en la región central del espectro de frecuencias (entre 500 Hz y 5000 Hz aproximadamente), ya que allí se requiere un menor nivel de presión sonora para evocar la misma sensación de sonoridad. Particularmente, la máxima sensibilidad se da cerca de los 3000 Hz, lo cual se explica porque en esa región el canal auditivo posee una resonancia acústica. También se observa que en bajas frecuencias la sensibilidad disminuye notablemente, es decir que allí se requiere una presión mucho mayor para lograr igual sensación de sonoridad.

Desde el punto de vista del control de ruido, esta propiedad del oído es beneficiosa, ya que los ruidos de baja frecuencia son mucho más difíciles de aislar o absorber, y por lo tanto de controlar.

EJEMPLO 1.6

Un tono puro de 70 Hz suena igual de sonoro que otro de 2000 Hz y 55 dB. Determinar su nivel de presión sonora y su nivel de sonoridad.

Solución: Utilizando las curvas de igual nivel de sonoridad resulta que el tono de 2000 Hz está en el punto medio entre las curvas de 50 y 60 fon, es decir que corresponde a un nivel de sonoridad de 55 fon. Entonces el tono de 70 Hz tiene el mismo nivel de sonoridad, es decir 55 fon, que para 70 Hz implica un nivel de presión sonora de alrededor de 72 dB. Vemos en este ejemplo cómo a veces es necesario interpolar entre dos curvas.

Actualmente, las curvas originales de Fletcher y Munson han sido sustituidas por otras similares determinadas con mayor precisión por Robinson y Dadson en 1956 (Robinson, Dadson, 1956). Estas curvas se encuentran normalizadas internacionalmente a través de la Norma ISO 226: 1987, y en la Argentina, a través de la Norma IRAM 4066: 1997.

Las curvas de igual nivel de sonoridad resuelven una parte del problema de cuantificar la sonoridad, ya que permiten determinar *cuándo dos sonidos senoidales puros son igualmente sonoros*, e indirectamente, *cuándo uno es más sonoro que el otro*. Pero

no dan ninguna idea de *cuánto más sonoro es un sonido que otro*, y, por consiguiente, no proporcionan una escala absoluta para la sonoridad. Si bien la escala en fon es, en cierto modo, una escala de sonoridad, la misma no refleja realmente la magnitud de la sensación, ya que por ejemplo un sonido de 80 fon no es el doble de sonoro que otro de 40 fon.

A efectos de establecer dicha escala, se hicieron experimentos pidiendo a los sujetos que aumentaran el volumen hasta llegar a una sonoridad que duplicase la de un sonido de referencia. Otros experimentos se propusieron variar el volumen de un tono excitando un oído hasta igualar la magnitud de la sensación de sonoridad producida por otros dos tonos de referencia (iguales entre sí) excitando sendos oídos. El resultado de éstos y otros experimentos es una curva que convierte el *nivel de sonoridad*, expresado en fon, en la magnitud psicoacústica *sonoridad*, cuya unidad es el *son*, como se muestra en la figura 1.28 (Zwicker y Feldtkeller, 1999).

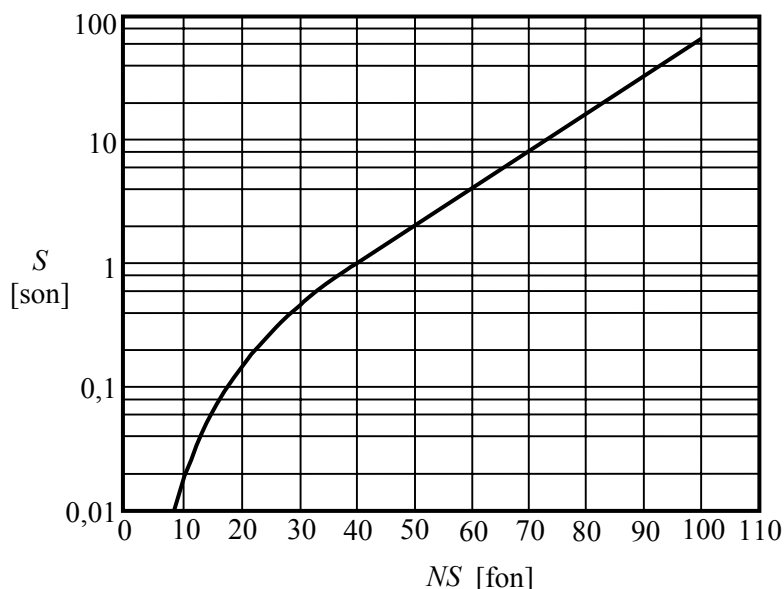


Figura 1.28. Relación entre *sonoridad* (son) y *nivel de sonoridad* (fon). La curva, dibujada en un diagrama semilogarítmico es aproximadamente lineal por encima de los 40 fon (Zwicker y Feldtkeller, 1999).

Se observa que para niveles de sonoridad superiores a los 40 fon, dado que el eje de ordenadas (donde se representa la sonoridad) es logarítmico, resulta que el logaritmo de la sonoridad es lineal con el nivel de sonoridad. Con mayor precisión,

$$\log_{10} S - \log_{10} 1 = K (NS - 40 \text{ fon}) ,$$

de donde

$$S = 10^{K(NS - 40)} .$$

Reemplazando $S = 8$ para $NS = 70$ fon, resulta que $K = \log_{10} 8 / 30 = \log_{10} 2 / 10$, y entonces

$$S = 2^{\frac{NS - 40}{10}} \quad (1.61)$$

donde el nivel sonoro NS está en fon y la sonoridad S en son.

Muchas veces es necesario obtener el nivel de sonoridad a partir de la sonoridad. Despejando NS de la ecuación (1.61), resulta

$$NS = 10 \frac{\log_{10} S}{\log_{10} 2} + 40 \quad (1.62)$$

Para el caso en que el tono es de 1 kHz, el nivel sonoro NS coincide con el nivel de presión sonora L_p , y entonces podemos escribir

$$S = 2^{\frac{20 \log_{10} \frac{P_{ef}}{P_{ref}} - 40}{10}} = 0,0625 \left(\frac{P_{ef}}{P_{ref}} \right)^{0,6} \quad (1.63)$$

Esto muestra que *no* es cierto que “la respuesta del oído a la intensidad es logarítmica”, como se suele decir para justificar la introducción de la escala logarítmica en *dB* para la presión sonora. Si bien la ecuación anterior vale sólo para 1 kHz, para otras frecuencias las conclusiones son conceptualmente similares, es decir que la sonoridad aumenta aproximadamente con una potencia de la presión.

EJEMPLO 1.7

Determinar cuánto aumenta la sonoridad cuando se duplica la presión sonora de un sonido de 1 kHz. Suponer que el nivel sonoro original era superior a 40 fon.

Solución: Si S es la sonoridad antes de duplicar la presión y S' la que corresponde al doble de presión, podemos escribir

$$\frac{S'}{S} = \left(\frac{P'_{ef}}{P_{ef}} \right)^{0,6} = 2^{0,6} = 1,516, \quad (1.64)$$

lo cual significa un aumento de un 51,6 %, frente a un 100 % de aumento de la presión.

EJEMPLO 1.8

Determinar cuánto debe aumentarse la presión para duplicar la sonoridad en el caso de un tono de 200 Hz y 60 dB.

Solución: Dado que el nivel de sonoridad correspondiente a un tono de 200 Hz y 60 dB es de alrededor de 50 fon, es decir, mayor que 40 fon, puede aplicarse la ecuación 1.61:

$$\frac{S'}{S} = \frac{2 \frac{NS' - 40}{10}}{2 \frac{NS - 40}{10}} = 2 \frac{NS' - NS}{10} = 2,$$

de donde resulta

$$NS' = NS + 10 \text{ fon} .$$

En otras palabras, una duplicación de la sonoridad se asocia con un incremento de 10 fon en el nivel de sonoridad.

Para un tono de 200 Hz y 60 dB, de la figura 1.27 se observa que un incremento de 10 fon implica un incremento en el nivel de presión sonora de alrededor de 6 dB, lo cual a su vez significa una duplicación de la presión sonora. Vemos que *en este caso*, una duplicación de la presión produce una duplicación de la sonoridad. Esto se debe a que para bajas frecuencias, pequeños incrementos del nivel de presión sonora producen grandes cambios en el nivel de sonoridad.

Hasta ahora hemos tenido en cuenta solamente tonos puros, pero en general los sonidos reales están compuestos por múltiples tonos puros o, más generalmente, poseen un espectro continuo. Podemos resolver esta cuestión teniendo en cuenta una característica de la audición que es la de que el espectro de las audiofrecuencias queda subdividido en una serie de *bandas críticas* (ver sección 1.6.5 y tabla 1.4) es decir bandas de frecuencia relativamente angostas (del orden de 1/3 de octava, es decir una relación de $2^{1/3}$) con las siguientes propiedades:

- 1) Si dos sonidos se encuentran en una misma banda crítica, se suman sus *intensidades* (o lo que es lo mismo, sus presiones eficaces al cuadrado).
- 2) Si dos sonidos están en diferentes bandas críticas, se suman sus *sonoridades*.
- 3) La sonoridad de una banda crítica se reduce, por enmascaramiento parcial (ver sección 1.7.5), en presencia de otras bandas con mayor sonoridad.

Estas propiedades permiten encontrar, si se conoce el espectro de un sonido, la sonoridad total. Se han introducido dos métodos para ello. El primero, propuesto por S. S. Stevens (Stevens, 1961) y denominado *Mark VI*, es aplicable a sonidos de espectro continuo. Utiliza el espectro de bandas de octava.¹² El segundo, debido a E. Zwicker

¹² El analizador de espectro por bandas de octava posee filtros que permiten el paso de las frecuencias comprendidas en una octava, e impide el pasaje de las restantes frecuencias. Luego de cada filtro se mide el correspondiente nivel de presión sonora, el cual es presentado en un display o pantalla. El analizador por bandas de tercio de octava posee, en su lugar, filtros de tercio de octava. Ver el capítulo 4.

(Zwicker, 1960; Zwicker y Feldtkeller, 1999) es de uso más general, incluyendo los casos de ruidos fuertemente tonales, pero requiere el espectro de bandas de tercio de octava y es de aplicación más dificultosa. Ambos métodos se encuentran normalizados en la Norma ISO 532 como métodos A y B. Sólo introduciremos el primero de ellos, ya que el otro sólo se justifica en casos específicos que presenten espectros muy discontinuos o en los que se requiera mayor precisión.

El método Mark VI (ISO 532A) utiliza como datos los niveles de presión sonora en las octavas centradas en 31,5 Hz, 63 Hz, 125 Hz, 250 Hz, 500 Hz, 1000 Hz, 2000 Hz, 4000 Hz, y 8000 Hz. Se basa en una curva de transferencia adaptada a bandas de octava¹³ que vincula el nivel de presión sonora de la banda centrada en 1000 Hz con una variable denominada *índice de sonoridad*, S_I , expresado en son.¹⁴ Dicha curva, ilustrada en la figura 1.29, puede aproximarse analíticamente mediante una exponencial cuyo exponente es un polinomio de quinto grado en el nivel de presión sonora:

$$S_I = 10^{-3,491 + 0,2172 L - 0,005234 L^2 + 6,722 \times 10^{-5} L^3 - 4,079 \times 10^{-7} L^4 + 9,524 \times 10^{-10} L^5} \tag{1.65}$$

donde $L = L_p(1000)$.

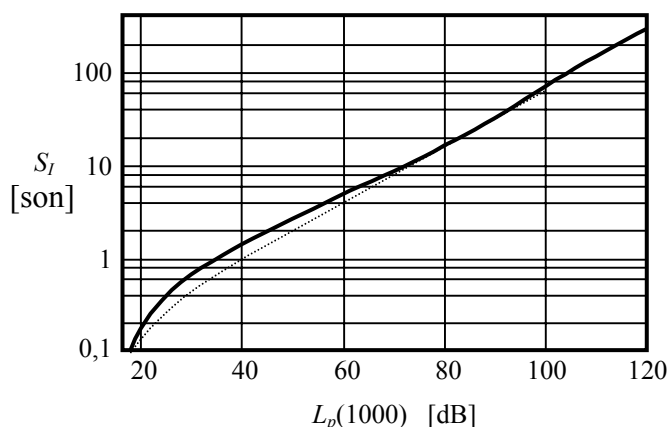


Figura 1.29. Relación entre el *índice de sonoridad*, S , y el nivel de presión sonora de la banda de 1000 Hz (adaptado de Stevens, 1961). En línea de puntos se muestra, para comparación, la curva correspondiente a un tono puro de 1000 Hz.

Para obtener el índice de sonoridad de otras bandas se utiliza una serie de curvas de índice de sonoridad constante como las que se muestran en la figura 1.30. Partiendo de un punto (f, L_p) , donde f es la frecuencia central de una banda y L_p es el nivel de pre-

¹³ La función de transferencia de la figura 1.28 tiene validez para tonos puros.

¹⁴ Tanto en el trabajo original de Stevens (Stevens, 1961) como en la Norma ISO 532 se omiten las unidades del índice de sonoridad. Sin embargo, para que la ecuación (1.68) sea dimensionalmente coherente es necesario explicitar la unidad (son).

sión sonora de dicha banda, nos proponemos determinar su índice de sonoridad. Para ello se determina primero en qué región se encuentra el punto, luego se construye la curva de índice de sonoridad constante que pasa por él, se la prolonga hasta 1000 Hz y se obtiene el correspondiente nivel de presión sonora, $L_p(1000)$. A dicho valor se le aplica la ecuación (1.65), obteniéndose el índice de sonoridad buscado.

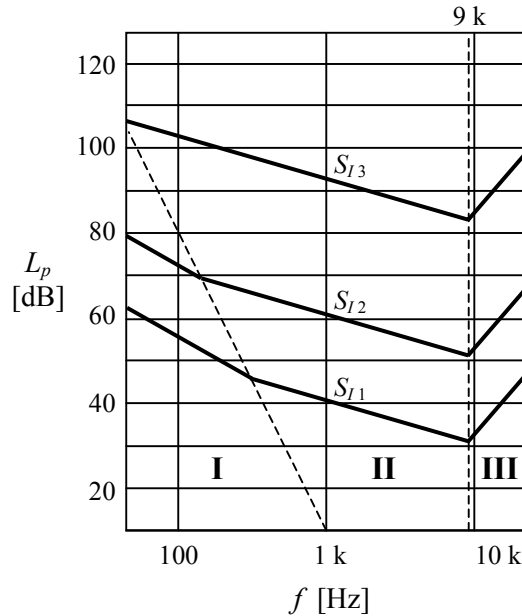


Figura 1.30. Curvas para la determinación del índice de sonoridad (se muestran tres de ellas). Cada curva tiene índice de sonoridad constante y está formada por tramos rectos con pendientes -20 dB/déc, -10 dB/déc y 40 dB/déc según la región (I, II ó III) en la que se encuentran.

La determinación puede hacerse también analíticamente teniendo en cuenta que dichas curvas están formadas por segmentos de recta con pendientes de -20 dB/déc, -10 dB/déc y 40 dB/déc según cuál de tres regiones I, II y III atraviesen. El límite entre la región I y la II es una recta con pendiente -70 dB/déc que pasa por (1000 Hz, 10 dB) y el límite entre la región II y la III es la recta vertical correspondiente a 9000 Hz. Es fácil verificar que las regiones quedan determinadas por las siguientes desigualdades:

$$\text{Región I} \quad \log_{10} f < \frac{220 - L_p}{70} \quad (1.66a)$$

$$\text{Región II} \quad \frac{220 - L_p}{70} < \log_{10} f < \log_{10} 9000 \quad (1.66b)$$

$$\text{Región III} \quad \log_{10} 9000 < \log_{10} f. \quad (1.66c)$$

Una vez establecida la región en que se encuentra el punto, puede aplicarse la siguiente expresión condicional para determinar el valor de $L_p(1000)$ con igual índice de sonoridad:

$$L_p(1000) = \begin{cases} \frac{6}{5}L_p + 24 \log_{10} f - 74 & \text{en la región 1} \\ L_p + 10 \log_{10} f - 30 & \text{en la región 2} \\ L_p - 40 \log_{10} f + 167,7 & \text{en la región 3} \end{cases} \quad (1.67)$$

Una vez obtenido este valor, se aplica la ecuación (1.65) nuevamente.

Los índices de sonoridad de todas las bandas, S_{Ik} , $k = 1, \dots, 9$, se combinan ahora para obtener la sonoridad total mediante la ecuación

$$S = 0,7 S_{I \text{ máx}} + 0,3 \sum_{k=1}^9 S_{Ik}, \quad (1.68)$$

donde $S_{I \text{ máx}} = \max \{S_{Ik}\}$, es decir el máximo índice de sonoridad.

Vemos que el índice de sonoridad máximo recibe una ponderación total igual a 1 (ya que aparece fuera de la sumatoria con ponderación 0,7 y dentro de ella con ponderación 0,3), mientras que el resto de las bandas recibe una ponderación 0,3. La razón de esto es que la banda más sonora enmascara parcialmente a las otras, reduciendo el efecto con respecto a si actuaran solas.

EJEMPLO 1.9

Un ruido rosa (densidad espectral $1/f$) entre 20 Hz y 12500 Hz tiene un nivel de presión sonora de 70 dB. Determinar la sonoridad total y el nivel de sonoridad.

Solución: Por tratarse de un ruido rosa, posee el mismo nivel de presión sonora en todas las bandas de octava (ver comentario después del ejemplo 1.2). Para determinar su valor, tengamos en cuenta que

$$P_{ef}^2 = P_{ref}^2 10^{70/10} = \sum_{k=1}^9 P_{ref}^2 10^{L_p/10} = 9 P_{ref}^2 10^{L_p/10}.$$

De aquí podemos despejar L_p :

$$L_p = 10 \log_{10} \left(\frac{10^{70/20}}{9} \right) = 60,5 \text{ dB}.$$

Aplicando ahora reiteradamente los pasos anteriormente comentados (para lo cual conviene una implementación por computadora), se obtiene la siguiente tabla:

f [Hz]	31,5	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
L_p [dB]	60,5	60,5	60,5	60,5	60,5	60,5	60,5	60,5	60,5
$L_p(1000)$ [dB]	34,6	41,8	48,9	54,5	57,5	60,5	63,5	66,5	69,5
S_i [son]	1,0	1,7	2,6	3,5	4,1	4,8	5,7	6,9	8,3

Por último, aplicamos la ecuación (1.68). Para ello vemos que la banda más sonora es la de 8000 Hz, por lo que

$$S = 8,3 + 0,3 (1,0 + 1,7 + 2,6 + 3,5 + 4,1 + 4,8 + 5,7 + 6,9) = 17,3 \text{ son.}$$

El nivel de sonoridad puede despejarse de la función de transferencia (ecuación 1.62). Resulta

$$NS = 10 \frac{\log_{10} S}{\log_{10} 2} + 40 = 81,2 \text{ fon.}$$

Esto significa que este ruido es tan sonoro como un tono puro de 1 kHz y 81,2 dB.

EJEMPLO 1.10

Determinar la sonoridad de un ruido blanco en la banda de 20 Hz a 20000 Hz cuyo nivel de presión sonora es de 70 dB.

Solución: Dado que el ruido es blanco, su densidad espectral es constante en dicha banda, y entonces podemos determinarla mediante la ecuación 1.34

$$P_{ef}^2 = \int_{20}^{20000} \overline{p^2(f)} df = (20000 - 20) \overline{p^2}.$$

En nuestro caso

$$P_{ef}^2 = P_{ref}^2 10^{70/10},$$

de modo que

$$\overline{p^2} = P_{ref}^2 \frac{10^7}{19980}.$$

Por otra parte, la banda de octava centrada alrededor de una frecuencia f_i tiene un ancho de banda (diferencia entre la máxima y mínima frecuencias) igual a $\sqrt{2} f_i$ ¹⁵ por lo que la presión eficaz será

¹⁵ Ver la sección sobre analizadores de espectro de porcentaje constante en el capítulo 4, Mediciones Acústicas.

$$P_{efk} = \sqrt{p^2 \sqrt{2} f_k} = P_{ref} \sqrt{\frac{10^7}{19980} \sqrt{2} f_k},$$

de donde

$$L_{pk} = 20 \log_{10} \frac{P_{ef}}{P_{ref}} = 10 \log_{10} (707,8 f_k).$$

Con esta expresión podemos obtener la siguiente tabla:

f_i [Hz]	31,5	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
L_{pi} [dB]	43,5	46,5	49,5	52,5	55,5	58,5	61,5	64,5	67,5
$L_{pk}(1000)$ [dB]	28,5	34,5	40,5	46,5	52,5	58,5	64,5	70,5	76,5
S_{Jk} [son]	0,6	1,0	1,6	2,2	3,1	4,3	6,1	8,8	13,0

Nuevamente aplicamos la ecuación (1.68). La banda más sonora es la de 8000 Hz, por lo que

$$S = 13,0 + 0,3 (0,6 + 1,0 + 1,6 + 2,2 + 3,1 + 4,3 + 6,1 + 8,8) = 21,31 \text{ son.}$$

Aplicando (1.58) obtenemos el nivel de sonoridad:

$$NS = 10 \frac{\log_{10} S}{\log_{10} 2} + 40 = 84,1 \text{ fon.}$$

Este ruido blanco de 70 dB es, por consiguiente, tan sonoro como un tono puro de 1 kHz y 84,1 dB.

La manera más práctica de calcular la sonoridad por el método Mark VI es mediante un pequeño programa de computadora al cual se ingresen como datos los niveles de presión sonora en las bandas de octava.

1.7.3. Influencia de la sonoridad en la altura

Si bien la altura como sensación psicoacústica depende principalmente de la frecuencia, existen efectos residuales debidos a la amplitud y al contenido espectral. En el caso de tonos puros (es decir que contienen una única senoide), al aumentar el nivel de presión sonora la altura aparente varía. Para sonidos de baja frecuencia, un aumento en la intensidad produce la sensación de que *la altura baja*. Para sonidos agudos, en cambio, *la altura parece aumentar* con la intensidad (Stevens, 1959). En la figura 1.31 se muestra la variación porcentual de la altura aparente al variar el nivel de sonoridad.

NOTA: Esto no tiene relación ninguna con la tendencia a variar la frecuencia emitida por un instrumento musical al variar la intensidad del sonido emitido. En este

caso los experimentos realizados han utilizado tonos puros generados electrónicamente cuya frecuencia se mantenía perfectamente constante.

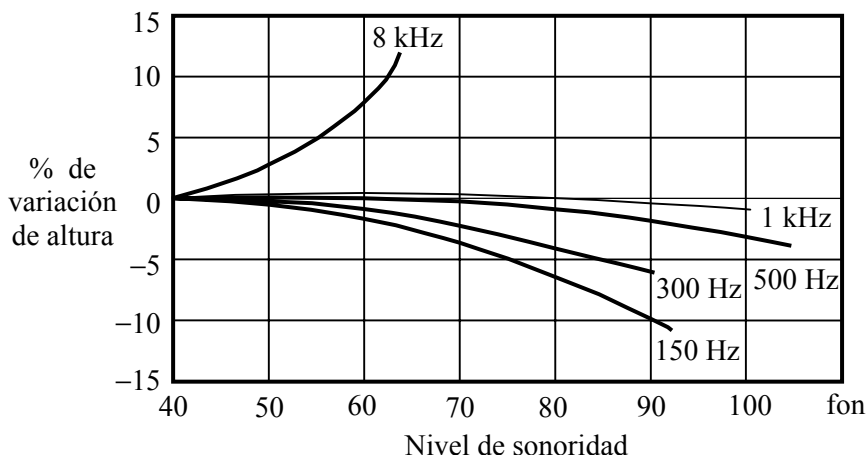


Figura 1.31. Variación porcentual de la altura con el nivel de sonoridad, para varias frecuencias (Stevens, 1959).

1.7.4. Direccionalidad y espacialidad del sonido

Hasta el momento hemos estudiado el sonido como una onda de presión que pasaba por un lugar, sin prestar atención a su procedencia. Pero los sonidos reales se originan en fuentes que están ubicadas en algún lugar del espacio circundante, dando origen a dos tipos de sensaciones: la *direccionalidad* y la *espacialidad*. La *direccionalidad* se refiere a la capacidad de localizar la dirección de donde proviene el sonido. Esta sensación es la que nos permite ubicar visualmente una fuente sonora luego de escucharla. La *espacialidad*, en cambio nos permite asociar un sonido con el ambiente en el cual éste se propaga, y estimar por ejemplo las dimensiones u otras cualidades de una habitación o una sala sin necesidad de recurrir a la vista.

La direccionalidad está vinculada con tres fenómenos. El primero es la pequeña diferencia de tiempos que hay entre la percepción de un sonido con el oído derecho y con el oído izquierdo, debido a que el recorrido de la onda sonora desde a la fuente (una maquinaria, por ejemplo) hasta cada oído es diferente (figura 1.32). Así, un sonido proveniente de la derecha llegará antes al oído derecho, simplemente porque éste está más cerca de la fuente sonora. El otro fenómeno es la diferencia de presiones sonoras (o intensidades), también causada por la diferencia entre las distancias. En el ejemplo del sonido que viene de la derecha, la presión sonora es mayor en el oído derecho, no sólo por estar más cerca de la fuente (efecto despreciable cuando la fuente está lejos), sino principalmente porque la cabeza actúa como *barrera* para el sonido.

El tercer fenómeno, que permite explicar la posibilidad de identificar correctamente la ubicación de una fuente en elevación, es la acción filtrante de la cabeza (y, en

menor medida del cuerpo) introduciendo una alteración del espectro original del sonido que depende de la dirección en la que llega.

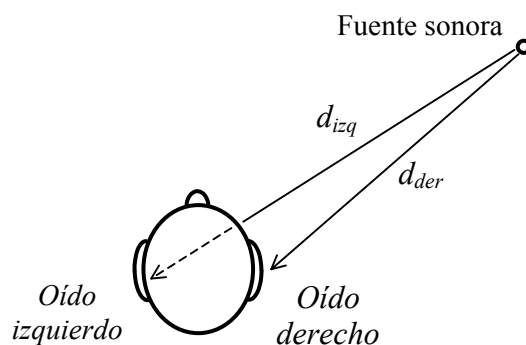


Figura 1.32. Direccionalidad del sonido. El recorrido entre la fuente sonora y el oído derecho es menor que el correspondiente al oído izquierdo, es decir $d_{der} < d_{izq}$. Por esto el sonido llega antes al oído derecho. Además, llega con mayor presión por el efecto barrera de la cabeza.

La *espacialidad del sonido* depende de varios factores. El primero es la *distancia* entre la fuente y el oído. Este factor depende de la familiaridad que se tenga con una fuente sonora específica. A mayor distancia, la presión sonora es menor, lo que hace que si se conoce la fuente, se pueda tener una idea de la distancia. Por ejemplo, si escuchamos a alguien *hablar normalmente*, podemos saber si se encuentra cerca o lejos. Si se trata de una fuente desconocida, el cerebro la asociará inconscientemente con alguna fuente más familiar.

El segundo factor lo constituyen las *reflexiones tempranas*. En el descampado, la onda sonora generada por una fuente se aleja indefinidamente atenuándose hasta volverse inaudible (figura 1.33a). En un ambiente cerrado, en cambio, la onda sonora se refleja en las paredes múltiples veces (figura 1.33b). Las primeras reflexiones se denominan *reflexiones tempranas*. Las reflexiones tempranas proveen al sistema auditivo una *clave temporal* que se vincula con la distancia entre las paredes, la cual a su vez depende del tamaño del ambiente.

Es natural pensar que las reflexiones tempranas podrían interferir con los mecanismos de percepción direccional del sonido, al crear un estímulo confuso y ambiguo. Existe, sin embargo, un mecanismo de inhibición por el cual dentro de un entorno temporal de unos 35 ms la dirección percibida es la del primer frente de onda que llega a los oídos. Este fenómeno se conoce como *efecto de precedencia* (Haas, 1972) o también *efecto Haas*, en honor al investigador que estudió sus consecuencias para la inteligibilidad de la palabra.

Este efecto se puede verificar mediante un experimento clásico consistente en alimentar unos auriculares estereofónicos con dos señales iguales, una de las cuales se encuentra ligeramente retardada respecto a la otra (figura 1.34). Si se va aumentando el retardo desde 0 a 0,6 ms, se crea la sensación de una *fuentes virtual* (es decir aparente)

que parece desplazarse desde el frente hacia el lado que no experimenta retardo. Después de los 0,6 ms y hasta los 35 ms de retardo, la fuente virtual permanece más o menos fija, pero parece *ensancharse* cada vez más. Para retardos mayores de 35 ms la fuente virtual se divide en dos, percibiéndose separadamente ambos canales como provenientes de fuentes diferentes.¹⁶ A medida que el retardo se va haciendo mayor, el segundo sonido aparece como un *eco* del primero.

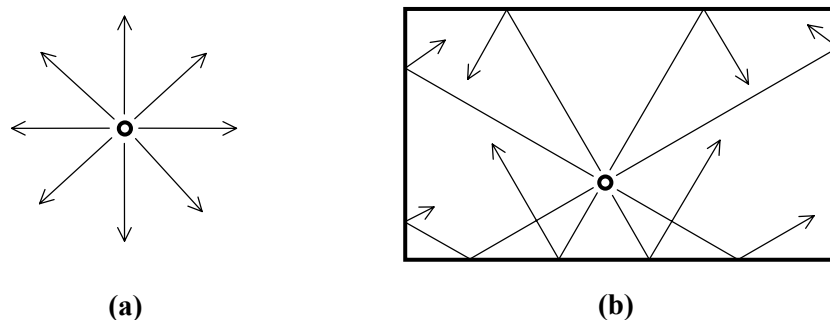


Figura 1.33. (a) Una fuente sonora en campo abierto: el sonido se aleja indefinidamente de la fuente. (b) Una fuente sonora dentro de un ambiente cerrado: el sonido se refleja una y otra vez en las superficies del recinto (paredes, techo y piso).

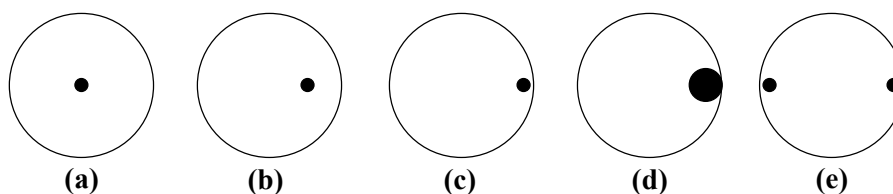


Figura 1.34. Efecto *Haas*, o efecto de *precedencia*. Se envía por medio de auriculares un sonido corto a ambos oídos, estando el correspondiente al oído izquierdo retrasado respecto al del oído derecho. En la figura se muestran las imágenes auditivas ante diferentes retardos: (a) La señal llega a ambos oídos simultáneamente (sin retardo). (b) La señal llega al oído izquierdo 0,3 ms después que al oído derecho: la fuente virtual se desplaza hacia la derecha. (c) La señal llega al oído izquierdo 0,6 ms después que al oído derecho: la fuente virtual deja de moverse. (d) La señal llega al oído izquierdo 15 ms después que al oído derecho: la fuente virtual parece ensancharse. (e) La señal llega al oído izquierdo 35 ms después que al oído derecho: por primera vez se crea la sensación de *dos fuentes virtuales*.

¹⁶ Los valores indicados son promedios. Por encima de 50 ms prácticamente todas las personas son capaces de percibir ambos sonidos separadamente.

El tercer factor relativo a la espacialidad del sonido es la *reverberación*. El fenómeno de la reverberación se produce como consecuencia de las numerosas *reflexiones tardías* del sonido. Mientras que las primeras reflexiones (las reflexiones tempranas) están distanciadas considerablemente, las subsiguientes comienzan a superponerse entre sí, debido a que aparecen las reflexiones de las reflexiones, y luego las reflexiones de las reflexiones de las reflexiones, y así sucesivamente. Esto lleva a que al cabo de unos pocos instantes se combinen miles de reflexiones que dan origen a la reverberación. El efecto más conocido de la reverberación es el hecho de que el sonido se prolonga aún bastante después de interrumpida la fuente. Por ejemplo si batimos las manos, aunque el sonido generado es muy corto, “permanece” en el ambiente durante algunos instantes. El tiempo de permanencia, o *tiempo de reverberación*, depende de las características acústicas del ambiente, y nos da una clara sensación de espacialidad.

1.7.5. Enmascaramiento

Dentro de las cualidades del oído hay una que tiene consecuencias de gran importancia para la audición, y es el hecho de que los sonidos son capaces de *enmascarar* a otros sonidos. Enmascarar a un sonido significa ocultarlo o hacerlo imperceptible. El *enmascaramiento* es un fenómeno bastante familiar para todos. Sucede, por ejemplo, cuando intentamos escuchar a alguien que habla en presencia de un ruido muy intenso: no podemos discriminar lo que dice porque su voz es *enmascarada* por el ruido.

Es interesante observar que el enmascaramiento *es una propiedad del oído, no del sonido*. En un buen equipo de audio, si mezclamos un sonido muy intenso (por ejemplo 90 dB) con otro muy débil (por ejemplo 20 dB), la salida de los parlantes contendrá *ambos* sonidos en sus proporciones originales. Esto puede comprobarse aislando sucesivamente, mediante filtros adecuados, uno y otro sonido. Sin embargo el oído no *percibirá* el de 20 dB.

Se ha estudiado con gran detalle el efecto enmascarador de los sonidos sobre otros sonidos. Para ello se determinó cómo cambia la curva del umbral de audición ante la presencia de un sonido dado (denominado *sonido máscara*, o *sonido enmascarante*). Esta determinación se repitió para diversos sonidos máscara, de distintas frecuencias y amplitudes. A modo de ejemplo, en la figura 1.35 se muestra el efecto de un tono máscara de 400 Hz para varios niveles sonoros (40 dB, 60 dB y 80 dB). Se puede apreciar que a medida que aumenta el nivel de presión sonora del tono máscara, mayor resulta el incremento del umbral, lo cual significa que los otros tonos deberán ser cada vez más intensos para no ser enmascarados. Por otra parte, la región enmascarada se ensancha, vale decir que la zona de influencia de la máscara crece. En otras palabras, al aumentar el nivel del tono máscara, se produce un incremento cuantitativo (mayor nivel) y cualitativo (más frecuencias) del umbral (Egan, Hake, 1950).

En la figura 1.36 se representa la misma información de otra manera, indicando el *enmascaramiento*, E , es decir el incremento del umbral relativo al umbral en ausencia de tonos máscara, en lugar de dar el valor absoluto del nuevo umbral.

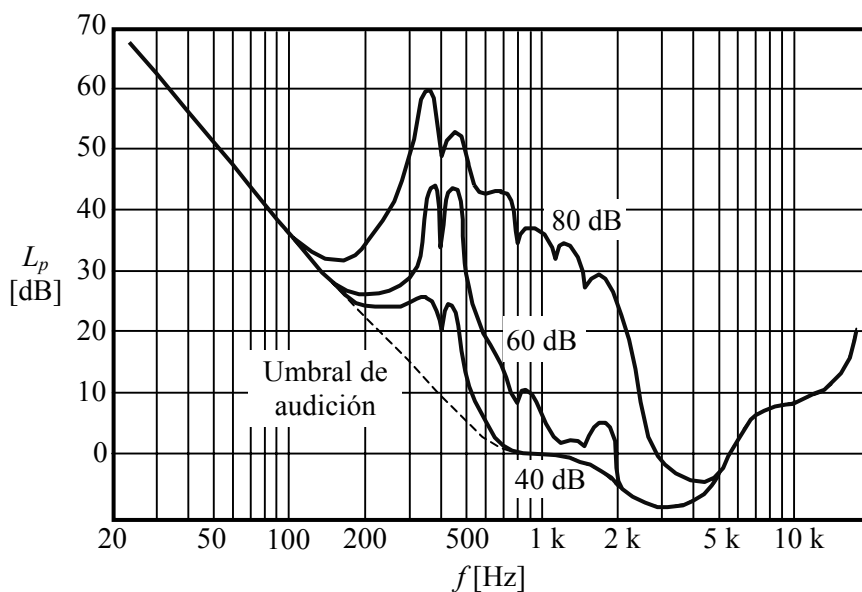


Figura 1.35. *Enmascaramiento.* Curvas de umbral de audición ante la presencia de un *tono máscara* de 400 Hz (adaptado de Egan, Hake, 1950). Se muestran las curvas correspondientes a los casos en que el *tono máscara* tiene niveles de presión sonora de 40 dB, 60 dB y 80 dB respectivamente, y en línea de trazos, el umbral de audición original. Se observa que cuanto mayor es el nivel del *tono máscara*, mayor es el incremento del umbral, y *más amplia* la zona del espectro afectada.

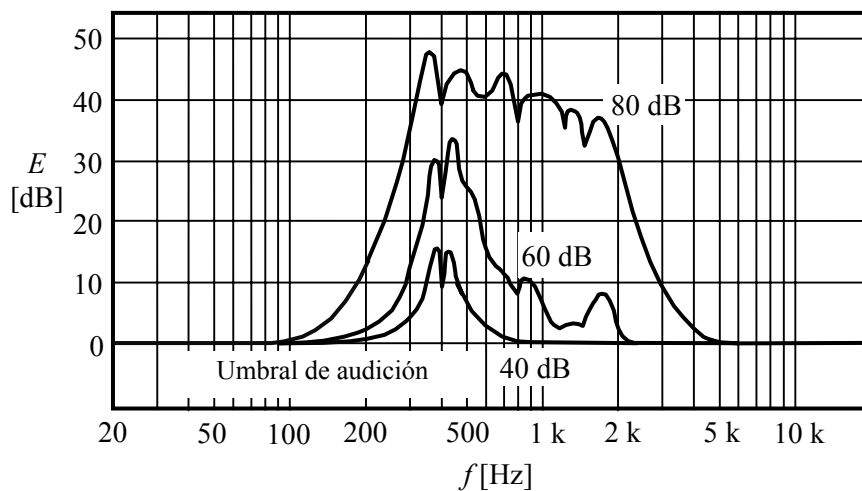


Figura 1.36. Curvas de enmascaramiento E en función de la frecuencia, para tres niveles de presión sonora del *tono máscara*. El enmascaramiento E es la diferencia entre el umbral con y sin máscara (Egan, Hake, 1950).

Las figuras 1.35 y 1.36 muestran que el efecto del enmascaramiento es mayor hacia las frecuencias mayores que el tono máscara que hacia las menores. Ello se debe a fenómenos no lineales dentro del oído que hacen que los tonos de gran nivel sonoro (gran amplitud) se distorsionen, creando armónicos que a su vez tienen un efecto enmascarante. También se observa que en las proximidades de la frecuencia del tono máscara (en las figuras 1.35 y 1.36, 400 Hz), así como en las de los armónicos (800 Hz, 1200 Hz, 1600 Hz), se reduce el enmascaramiento. Ello se debe a la existencia del fenómeno de *batido* cuando se tienen dos tonos de frecuencias muy próximas, que agrega un elemento que permite indirectamente notar la presencia del tono enmascarado.

En las figuras anteriores, el enmascaramiento era producido por un tono puro. También ha sido investigado el enmascaramiento producido por ruidos de espectro continuo, particularmente por bandas de ruido. Como primer análisis, se observa que para el enmascaramiento sólo es importante el ruido que se encuentra dentro de una banda crítica alrededor del tono enmascarado. Supongamos un tono de frecuencia f_0 y una banda de ruido de ancho de banda Δf alrededor de f_0 , y cuya densidad espectral $\overline{p_m^2}(f)$ es constante en esa banda (figura 1.37a). El valor cuadrático medio de la presión del ruido máscara es

$$P_{mef}^2 = \overline{p_m^2} \cdot \Delta f. \quad (1.69)$$

Resulta que si $\Delta f < B_{critica}(f_0)$, donde $B_{critica}(f_0)$ es el ancho de la banda crítica correspondiente a la frecuencia f_0 , el umbral para el sonido enmascarado es igual a la presión eficaz cuadrática del ruido dada por la ecuación 1.69, es decir que crece con Δf . Cuando se supera el ancho de banda crítico, el umbral deja de crecer. En otras palabras,

$$P_{efumbral}^2 = \begin{cases} \overline{p_m^2} \cdot \Delta f & \Delta f < B_{critica}(f_0) \\ \overline{p_m^2} \cdot B_{critica}(f_0) & \Delta f \geq B_{critica}(f_0) \end{cases} \quad (1.70)$$

Esto significa que un incremento de la banda de ruido por encima de la banda crítica no provoca ningún incremento adicional del enmascaramiento.

En la tabla 1.4 se dan los valores de frecuencia central y ancho de banda correspondientes a las bandas críticas, pudiendo interpolarse para obtener los anchos de banda correspondientes a frecuencias no listadas.

El enmascaramiento es, en cierta forma, un defecto del oído, pero también es una virtud, ya que nos permite desembarazarnos de una cantidad de información inútil o difícil de procesar por el cerebro. En particular, una parte del ruido ambiente es enmascarada por las señales sonoras útiles, evitando así que el cerebro procese dicho ruido innecesariamente. Lamentablemente, cuando el nivel de ruido ambiente es demasiado elevado se produce el efecto contrario, enmascarando éste a las señales útiles.

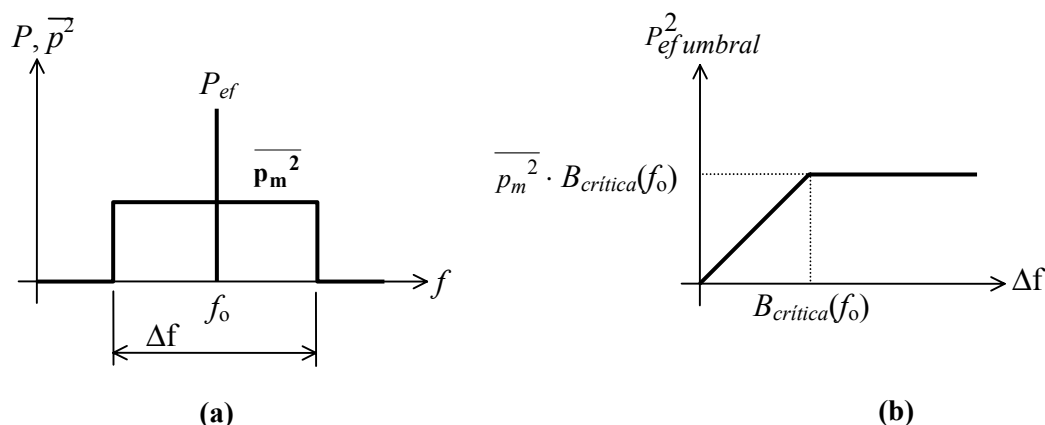


Figura 1.37. Enmascaramiento por una banda de ruido. **(a)** La línea vertical representa la presión eficaz de un tono de prueba de frecuencia f_0 . En el mismo diagrama se muestra la densidad espectral de un ruido de banda angosta. **(b)** El umbral de presión eficaz cuadrática (mínimo valor para que el tono de prueba sea audible) crece linealmente con el ancho de banda del ruido hasta alcanzar la banda crítica correspondiente a esa frecuencia. Luego se mantiene constante

La música funcional de los locales comerciales, los bares y algunas salas de espera de consultorios médicos, también aprovecha el fenómeno de enmascaramiento, posibilitando cierta “privacidad pública”, al impedir que las conversaciones ajenas puedan ser escuchadas por terceras personas.

También se apela al enmascaramiento en forma inconsciente cuando se incrementa el volumen de un equipo de música ante la existencia de ruidos ambientes. En este caso, al elevar el nivel sonoro de la música, ésta enmascara al ruido ambiente, permitiendo escuchar la música en mejores condiciones. Esto, sin embargo, es efectivo mientras el nivel general de la música no supere un nivel de alrededor de 90 dB, ya que en ese caso el propio oído comienza a distorsionar, reduciendo la fidelidad percibida. En el mundo moderno el ruido ambiente es considerable, lo que ha llevado a la sociedad al acostumbramiento, y aun a la predilección por la música “a todo volumen”. Esto es potencialmente peligroso para la salud auditiva.

Una interesante aplicación actual del enmascaramiento aparece en ciertos sistemas de compresión de datos para el audio digital, como el sistema ATRAC utilizado en los grabadores digitales de Minidisc, o el formato MP3 empleado para transmitir archivos de sonido por Internet. En estos sistemas se subdivide el rango audible de frecuencias en 32 subbandas, y se calcula el enmascaramiento que cada subbanda experimenta debido al conjunto de las otras. Luego se aprovecha el hecho de que el enmascaramiento reduce el rango dinámico de la señal, para así reducir la cantidad de bits necesarios para representar adecuadamente cada subbanda. El resultado neto es un importante ahorro de datos, lo cual incrementa la cantidad de audio que se puede almacenar en un mismo

espacio (o transmitir en un dado tiempo). Debe notarse, sin embargo, que estos formatos pueden llegar a eliminar completamente algunos sonidos inaudibles para el ser humano pero que podrían ser útiles para el diagnóstico de determinados problemas. Por ello se debe actuar con precaución si se desea grabar el ruido en dichos formatos para su análisis posterior por computadora.

Tabla 1.4. Frecuencias y anchos de banda de las bandas críticas

Banda	Frecuencia central	Ancho de banda
1	50	100
2	150	100
3	250	100
4	350	100
5	450	110
6	570	120
7	700	140
8	840	150
9	1000	160
10	1170	190
11	1370	210
12	1600	240
13	1850	280
14	2150	320
15	2500	380
16	2900	450
17	3400	550
18	4000	700
19	4800	900
20	5800	1100
21	7000	1300
22	8500	1800
23	10500	2500
24	13500	3500

1.7.6. Fatiga auditiva

Cuando se somete al oído a tonos continuos de larga duración, por ejemplo varios minutos o aun horas, sobreviene el fenómeno de la fatiga auditiva, que consiste en que el oído va percibiendo el sonido con menor sonoridad que inicialmente. Existe por lo tanto una suerte de acostumbramiento al tono. Este fenómeno hace que después de escuchar música a todo volumen parezca que ya no está tan fuerte, y se continúe subiendo el volumen (lo cual suele suceder en las discotecas). En el ámbito industrial, es la razón por la cual los operarios se acostumbran rápidamente a ruidos ambientes muy intensos,

dejando de resultarles molesta dicha exposición permanente a ruidos. En la figura 1.38 se muestra el caso de tonos puros continuos (Winckel, 1967).

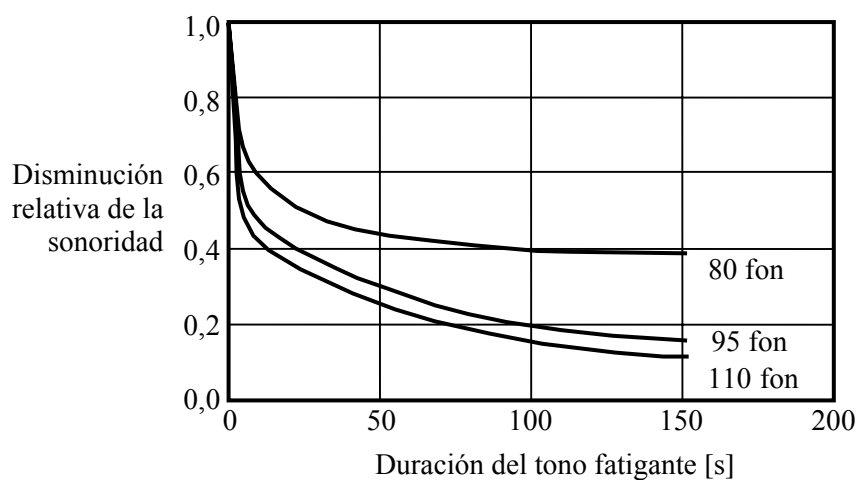


Figura 1.38. Disminución aparente de la sonoridad con respecto a la sonoridad inicial cuando un tono se prolonga durante algunos minutos. Se indican las curvas correspondientes a tres diferentes niveles de sonoridad (Winckel, 1967).