

PROPIEDADES FÍSICAS DEL ÍNDICE DE PROTECCIÓN ACÚSTICA DE BARRERAS ANTIRRUIDO

F. Simón, J. Pfrezschner.

Instituto de Acústica - CSIC
C. Serrano, 144 28006 Madrid
Tf. 91 561 88 06

SUMMARY

In previous works, it has been shown the possibility of defining a global rating index, useful to characterize the acoustical protection that a noise barrier can perform. To get to this conclusion some problems, related with the fact that the quantity that better define this property is a local function, as well as dependent on the configuration of the barrier, have had to be overcome.

In the present work, a deeper view of the physical properties of this index has been carried out, as well as its relationship with another acoustical quantities. An interpretation for the asymptote can be that the barrier, for long distances, behaves as a secondary point source. The calculations of the insertion loss far enough from the barrier allow the independence of the parameters of the receiver semi-space, due to the path difference tends to zero in this semi-space. On the other hand in this work this index is related with the diffraction coefficient showing that through this coefficient the same conclusions could have been achieved.

INTRODUCCIÓN

La protección acústica que ofrece una barrera acústica se debe al fenómeno de difracción. Este fenómeno físico explica porqué un campo acústico es capaz de propagarse a través de todo el espacio, envolviendo los obstáculos que encuentra a su paso. La solución de Green para este problema no siempre es accesible por lo que se recurre a distintas aproximaciones que permiten valorar el campo acústico existente. Para el desarrollo del índice de protección acústica, los autores [1] utilizaron la teoría geométrica de la difracción, que surge de proponer una solución a la ecuación de Helmholtz en serie de potencias de la longitud de onda; esta aproximación está pensada para frecuencias altas, y tiene la ventaja de mostrar de manera intuitiva como el sonido se propaga por el espacio. Se propone una solución para la ecuación de Helmholtz de la forma [2]

$$u = e^{j\omega\tau(r)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n(r)}{(j\omega)^n} \quad (1)$$

en la que $\tau(r)$ da lugar a la llamada ecuación eikonal, ecuación no lineal en derivadas parciales:

$$|\nabla \tau(r)|^2 = \frac{1}{c^2(r)} \quad (2)$$

y los coeficientes $A_n(r)$, que se corresponden con las amplitudes de cada término de la serie, dan lugar a las ecuaciones de transporte que son una serie de ecuaciones diferenciales lineales en derivadas parciales. La aproximación de alta frecuencia permite resolver estas ecuaciones restringiéndonos a los términos lineales de la serie. De la ecuación de la eikonal (2) se obtiene que $\tau(r)$ es la fase de la onda, y a través de su gradiente se puede definir la dirección del rayo asociado mediante la expresión:

$$\frac{dr}{ds} = c \nabla \tau(r) \quad (3)$$

siendo s un elemento de longitud a lo largo de la curva que representa al rayo.

Este formalismo también se puede aplicar para el caso de la difracción, siempre que se cumpla que $ka \ll 1$, donde k es el número de onda de la señal y a las dimensiones lineales del objeto difractor. Bajo estos mismos aspectos, Keller [2] desarrolla su teoría geométrica de la difracción, que es luego utilizada por otros autores para el estudio de la protección de pantallas acústicas. De entre éstos tienen especial relevancia los trabajos de Kurze, que junto con Anderson [3] proponen la expresión para las pérdidas por inserción para una pantalla plana seminfinita (figura 1):

$$IL = 5 + 20 \lg \frac{\sqrt{2\pi N}}{\operatorname{tgh} \sqrt{2\pi N}} \quad (4)$$

en la que N es el número de Fresnel, definido como la diferencia de caminos acústicos referida a la semilongitud de la onda difractada. A partir de esta expresión se puede observar que para cada frecuencia, las IL poseen una asíntota con la distancia del receptor a la barrera, r , siendo esta asíntota común a todas las curvas de $IL(r, h_r)$ independientemente de h_r (altura del receptor) [1].

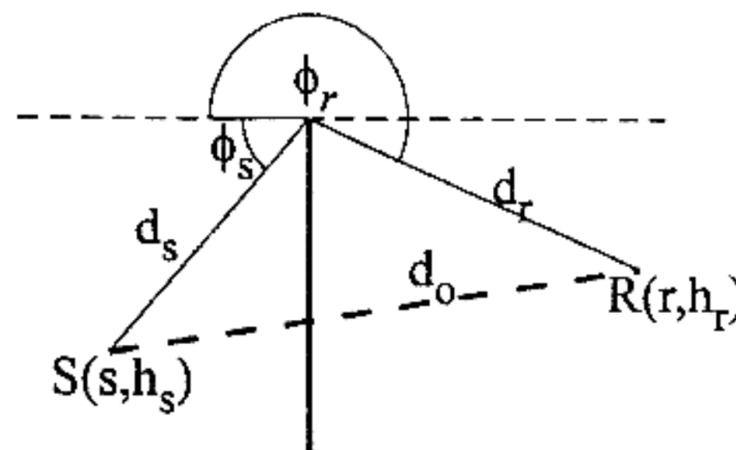


Figura 1. Esquema geométrico del problema

INTERPRETACIÓN FÍSICA DE LA ASÍNTOTA

Como ya se ha dicho, el índice de protección acústica de una barrera se define a partir del valor asíntotico de (4) cuyo valor se obtiene a través de [1 y 5]:

$$N_\infty = \frac{2}{\lambda} \left\{ \sqrt{h_s^2 + s^2} - s \right\} \quad (5)$$

Un análisis de esta expresión permite concluir que para un receptor situado en el infinito, el término encerrado entre llaves determina la diferencia de caminos acústico existente entre el rayo directo y el difractado. Este término consta de dos sumandos, el primero corresponde a la distancia del borde de la barrera al punto emisor, y el segundo a la distancia del punto emisor al plano que forma la barrera. Es decir, al situar el receptor en el infinito, las trayectorias de los rayos en el espacio receptor, tanto antes como después de instalar la barrera son paralelas, y por tanto su diferencia de caminos nula. Esta situación es el origen de la independencias de las pérdidas por inserción de los parámetros asociados al espacio receptor.

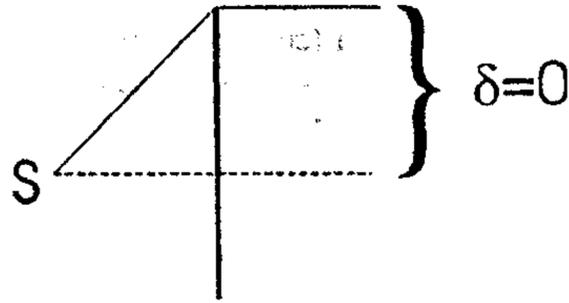


Figura 2. Diferencia de caminos para receptor en el infinito

Por otro lado detengámonos en la definición de IL como:

$$IL = L_{Ant} - L_{Desp} \quad (6)$$

donde L_{Ant} y L_{Desp} son los niveles de presión sonora antes y después de instalar la barrera respectivamente. Una asíntota horizontal en la gráfica de IL significa que, para grandes distancias, su valor es constante y por tanto para esos puntos:

$$L_{DESP} = L_{ANT} - cte. \quad (7)$$

donde la constante coincide con el valor de la asíntota expresada en decibelios; es decir que para distancias suficientemente grandes de la barrera al receptor, la ley de propagación del campo acústico antes y después de instalar la barrera es la misma (salvo una constante). Por tanto para esos puntos se puede tratar el problema como el de una fuente situada en el mismo punto que la fuente real pero que emite con un nivel inferior a la real en IL_{∞} dB.

RELACIÓN CON EL COEFICIENTE DE DIFRACCIÓN

Keller define un coeficiente de difracción que liga la energía que incide en el punto donde se difracta el rayo y la energía que emerge de ese mismo punto, aprovechando la linealidad de su aproximación. Normalmente la importancia de estos coeficientes es grande ya que permiten explicar gran parte de los fenómenos físicos involucrados. Por tanto se enfocará el problema hasta ahora planteado desde este punto de vista, buscando alguna relación entre el coeficiente de difracción y el valor asíntótico de la función de pérdidas por inserción.

Según la teoría de Keller, el campo generado por la difracción de una onda esférica sobre una arista rectilínea (pantalla plana seminfinita) es:

$$u_d = Du_i e^{jkd_r} \left[\frac{d_r}{d_s} (d_r + d_s) \right]^2 \quad (8)$$

donde u_i es el valor del campo acústico en el borde de difracción, d_r , d_s vienen definidos en la figura 1 y D , el coeficiente de difracción se formula a través de la expresión:

$$D = \frac{e^{j\pi/4}}{2(2\pi k)^{1/2} \sin \beta} \left\{ \sec \frac{1}{2}(\phi_r - \phi_s) \pm \cos c \frac{1}{2}(\phi_r + \phi_s) \right\} \quad (9)$$

donde k es el número de onda de la señal, ϕ_r y ϕ_s son los ángulos del rayo incidente y difractado respectivamente y β el ángulo que forman cualquiera de los rayos con el eje que forma el borde de difracción. Las pérdidas por inserción para esta situación vendrán dadas por:

$$IL = 20 \lg \frac{d_s [d_r / d_s (d_r + d_s)]^{1/2}}{d_o D} \quad (10)$$

Si en esta ecuación se hace que la componente horizontal de la distancia, r , tienda a infinito se obtiene:

$$IL_{\infty} = 20 \lg \frac{\sqrt{d_s}}{D_{\phi_r = \pi}} \quad (11)$$

Es decir, para una posición fija de la fuente emisora (condición análoga a la del apartado anterior) IL_{∞} es sólo función del coeficiente de difracción correspondiente al rayo difractado rasante con el borde difractor; o lo que es lo mismo sólo depende de las coordenadas polares del emisor). Por otro lado la dependencia con d , es tal que este coeficiente de difracción sería suficiente para definir un índice de valoración de la protección acústica de una pantalla [6].

CONCLUSIONES

La existencia de una asíntota es consecuencia de que la diferencia de caminos acústicos tiende a cero cuando la distancia de recepción tiende a infinito.

Dicha asíntota en la función de pérdidas por inserción permite asociar el caso en el que la barrera está presente, de aquel en el que está ausente sin más que reducir el nivel de la fuente emisora en un valor igual a IL_{∞} . Hecho que apoya la utilización de dicho valor como medida de la protección acústica que ofrece una barrera.

Por último, se ha relacionado el índice IL_{∞} con el coeficiente de difracción encontrándose que también este último, por sí mismo, puede utilizarse a modo de índice en la estimación global de la protección acústica de una pantalla antirruido.

Puede concluirse que los tres aspectos anteriores son consideraciones particulares de una propiedad común de toda pantalla, y a cuyo tipo particular de solución habrá que acudir en función de los datos de partida en el planteamiento del problema

AGRADECIMIENTOS

El presente trabajo ha contado con la financiación del Plan Nacional de I+D, proyecto nº AMB 95-0101. Y a mi mamá que me quiere mucho.

REFERENCIAS

1. J. Pfretzschner, F. Simón, C. de la Colina, A. Moreno "A rating index for estimating insertion loss of noise barriers under traffic noise conditions" ACUSTICA/acta acustica vol 82, pp. 504-508, (1996)
2. V. A. Borovikov, B. Ye. Kinber "Geometrical theory of diffraction" IEE (1994)
3. Keller, J. B. "Geometrical theory of diffraction" J. Opt. Soc. Am. vol 52(2) p. 116-130, (1961)
4. U. J. Kurze, G. S. Anderson "Sound attenuation by barriers" App. Acoust. vol. 4 (1971)
5. J. Pfretzschner, F. Simón "Caracterización de barreras acústicas mediante la aplicación de un baremo global" TECNIACUSTICA (1993)
6. F. Simón "Caracterización acústica de pantallas antirruido mediante un índice global" Tesis doctoral UCM (1997)