Influencia del radio de reverberación en el establecimiento de la densidad de energía sonora estacionaria en campo difuso

Higini Arau. Dr. Ciencias Físicas. Consultor Acústico.
ESTUDI ACUSTIC H. ARAU C/ Travesera de Dalt 118, 3°1ª. 08024 Barcelona *Escrito en celebración de mi veinticinco aniversario de pertenencia a la SEA*
Dedicado a mi amigo el Prof. Dr. Andres Lara, Presidente de SEA, por los muchos años de amistad y en reconocimiento al desarrollo que le ha dado a la Sociedad Española de Acústica.

Abstract

En esta comunicación exponemos la influencia del radio de reverberación sobre una nueva expresión que hemos determinado de la energía sonora estacionaria en campo difuso, analizando asimismo el efecto que tiene sobre algunas de las relaciones conocidas de la acústica arquitectónica.

1. Introducción

La fórmula clásica de la densidad de energía estacionaria en campo difuso, altamente utilizada en la acústica tanto en el desarrollo conceptual de todo tipo de teorías de acústica arquitectónica como en el normativo de mediciones de laboratorio ISO 3741, ISO 140 y las normas de todos los países concordantes con ellas, viene dada por la siguiente expresión:

$$w_0 = (4P / cA), \qquad (1)$$

A lo largo de las siguientes secciones demostraremos que esta fórmula de la acústica clásica que parece inmutable, adoptará un nuevo aspecto formal que se adapta mejor a la realidad física del fenómeno.

2. Determinación de la distancia de reverberación en campo sonoro difuso

Es conocido por todos que la distancia crítica r_c, o distancia o radio de reverberación, es aquélla en que el campo sonoro directo iguala al campo reverberado. Esto quiere decir que por debajo de la distancia crítica el receptor se halla sometido al efecto del campo sonoro directo que es predominante y por encima de la misma se halla principalmente bajo la influencia del campo reverberado.

También sabemos que usualmente la distancia de reverberación aparece en los textos tan sólo como una definición de un concepto que cuelga de un apéndice que nos parece casi inservible debido a que no se utiliza practicamente para ningún desarrollo teórico. En lo que sigue trataremos de revitalizar su uso como un concepto básico de la acústica y de alta aplicación en el campo de la acústica y de la electroacústica.

La expresión clásica que nos permite calcular el nivel sonoro total emitido por una fuente de factor de directividad Q, referido al producido vía directa por una fuente de referencia omnidireccional a 10 m. de la misma, es:

$$L_t(10) = 10 \log [Q100 / r^2 + 31200 (T / V)], \qquad (2)$$

donde:
V es el volumen del recinto
T es el tiempo de reverberación
r es la distancia fuente-receptor.

Por lo que la distancia crítica se obtendrá de la siguiente igualdad:

$$Q / r^2 = 312 (T / V), \qquad (3)$$

De la que obtenemos la bien conocida expresión del radio de reverberación $r = r_c$:

$$r_c = 0.0566 (QV / T)^{1/2}, \qquad (4)$$

Posteriormente, Barron-Lee [1] obtuvieron una expresión del nivel sonoro total referido a 10 m., que vale:

$$L_t(10) = 10 \log [Q100 / r^2 + 31200 (T / V) e^{-0.04 r / T}], \qquad (5)$$

La diferencia entre la expresión (5) y la fórmula clásica (2) consiste en que la componente del campo reverberado no es constante sino que decrece con la distancia fuente-receptor de forma exponencial.

Así pues ahora la distancia crítica $r = r_c$ deberá obtenerse a partir de la igualdad de los dos términos del parentésis, campo directo es igual al reverberado, de la que determinamos la siguiente expresión :

$$Q / r^2 = 312\,(T / V)\, e^{-0.04\, r/T}, \quad (6)$$

o También es:

$$r = 0.0566\,(QV / T)^{1/2}\, e^{0.04\, r/T}, \quad (7)$$

que equivalen También, sabiendo que $T = 0.161$ V/A y $l\,m = 4V/S$ (libre camino medio), a escribir las siguientes dos expresiones:

$$Q / r^2 = 16\pi\,(1 / A)\, e^{-(A/S)(r/l\,m)}, \quad (8)$$

o

$$r = (QA / 16\pi)^{1/2}\; e^{(A/2S)(r/l\,m)}, \quad (9)$$

($r = r_c$ cuando el miembro izquierdo sea igual al derecho)

En las ecuaciones (6), (7), (8) y (9), vemos que r_c, no puede despejarse por lo que debemos calcularla por iteración hasta encontrar un valor de $r = r_c$ que iguale el miembro izquierdo con el derecho.

También observamos que la fórmula clásica (4) tan sólo será válida para altos valores de T que anulen practicamente el exponente de la función exponencial.

3. Densidad de energía estacionaria en campo sonoro difuso

La energía total E_{tot} de una respuesta impulsional en un recinto sabemos es proporcional a la densidad de energía. Así pues debemos calcularla a partir de todos los trayectos sonoros que definen el campo reverberado desde un tiempo t_o a infinito [2]:

$$E_{tot} = \int_{t_0}^{\infty} P\, e^{-(c/l\,m)\,a\,t}\, dt = \int_{t_0}^{\infty} P\, e^{-(cA/4V)\,t}\, dt, \quad (10)$$

$w_0 = E_{tot} / V$ (densidad de energía estacionaria del campo difuso)

donde:

P es la potencia sonora

$a = -\ln(1 - \alpha) + 4\,mV/S$

A unidades de absorción del recinto: $A = Sa$

El quid de la cuestión para resolver el problema, es establecer qué vale el límite inferior de la integral (10). En primera instancia podemos suponer que $t_o = lm / c$, [3], [4] lo cual puede parecer lógico, debido a que el libre camino medio se utiliza siempre que no sabemos qué distancia escoger. No obstante en este caso pensamos ello no es lo real dado que el campo reverberado no se percibe a partir de las primeras reflexiones que se producen en un recinto ya que el campo sonoro directo, de mucho mayor nivel, las enmascara .

Por tanto tenemos que la distancia clave del fenómeno tiene que ser la distancia crítica, o radio de reverberación, a partir de la cual el campo sonoro directo deja de percibirse iniciándose claramente lo que denominamos campo sonoro difuso o reverberado. Así tomando como límite inferior de la integral (9) $t_o = r_c / c$, obtenemos la densidad de energía estacionaria de campo difuso, que vale:

$$w_o = (4P / cA)\, e^{-(A/S)(r_c/l\,m)}, \quad (11)$$

La diferencia entre la expresión (11) y la fórmula clásica (1) yace en la aparición de una función exponencial en donde tenemos las unidades de absorción A y el radio de reverberación r_c.

Así planteado vemos que si colocamos una fuente sonora muy direccional, en una sala relativamente viva de T = 2 a 3 s, de factor Q casi infinito, por decir algo grande, que intuitivamente significa que estamos emitiendo sonido como si fueran rayos lanzados desde la fuente al receptor, lo cual implica considerar que r_c es casi infinita, debido a que r_c incrementa con Q, como resultado obtendremos que se producirá muy escasa excitación de energía difusa, casi nula, debido a que la función exponencial $e^{-\infty}$ tiende a cero. Lo cual es lógico y de alguna manera conocido.

Por el contrario si en el mismo ejemplo consideramos una fuente omnidireccional, Q = 1, obtenemos que por ser el exponente casi cero, el resultado calculado será practicamente igual al que se obtiene por uso de la fórmula clásica (1).

Con esta nueva interpretación de la densidad de la energía sonora estacionaria w_o, que coincide con el empirismo que todos tenemos del fenómeno, vemos que no sólo depende de las unidades de absorción que se hallan instaladas en el recinto sino que se halla influenciada de manera muy importante por la directividad de la fuente, o bien por su equivalente: el radio de reverberación que es siempre de alguna manera proporcional a la raíz cuadrada de la directividad de la fuente. Comprobemos ahora la expresión (9) de r_c, a partir de la nueva fórmula deducida para la densidad de la energía estacionaria (11).

Calculemos para ello la relación existente entre la densidad del campo sonoro directo w_d y la densidad energía estacionaria del campo sonoro difuso w_o, que tiene que ser proporcional a la relación cuadrática entre la distancia crítica y la distancia fuente-receptor. Así tenemos:

$$w_d / w_o = \frac{Q / 4\pi r^2}{(4P/cA)\, e^{-(A/S)(r_c/l\,m)}} = r_c^2 / r^2$$

que implica se cumpla la siguiente igualdad

$$w_d / w_o = QA\, e^{(A/S)(r_c/l\,m)} / 16\pi r^2 = r_c^2 / r^2, \quad (12)$$

A partir de la cual se deduce la expresión de r_c que hemos obtenido anteriormente en (9), confirmando la validez de la nueva expresión de la densidad de la energía estacionaria en campo difuso.

4. La normativa de ensayo y otros aspectos frente a la nueva interpretación de la densidad de energía sonora estacionaria en campo difuso

Caso a) Transmisión sonora del ruido aéreo :

Calculemos a título de ejemplo el indicado por la norma ISO 140 para transmisión del ruido aéreo entre recintos, dejando aparte las correcciones que deben efectuarse debidas a Waterhouse. Así tenemos que la intensidad sonora incidente emitida en la sala fuente sobre la pared de ensayo es: $I_1 = w_1$ Spared/4, por otro lado tenemos que la intensidad sonora liberada en el campo reverberado de la sala receptora es:

$$I_2 = (w_2 A / 4)\, e^{(A/Ssala)(r_c/1m)}$$

Por lo que obtenemos la siguiente fórmula del aislamiento acústico al ruido aéreo para uso en medidas de laboratorio o en in-situ.

$$R = 10 \log I_1 / I_2 = L_1 - L_2 + 10 \log Spared/A - 4.34\, A/Ssala\, (r_c / 1\, m), \quad (13)$$

Caso b) Aislamiento al ruido de impacto.

Así paralelamente al realizado al caso anterior obtendríamos para el nivel normalizado al impacto el siguiente resultado:

$$L_n = L_2 + 10 \log A / A_o + 4.34\,(A / Ssala)\,(r_c / 1\, m), \quad (14)$$

donde $A_o = 10\ m^2$.

Caso c) Nivel sonoro total en un recinto.

Primeramente calcularemos la densidad total de energía que se produce en campo difuso, a una distancia r = ct entre la fuente sonora y un punto receptor, en relación a la que se produce por vía directa a 10 m de una fuente de referencia omnidireccional: $w_{10} = P / c\, 400\, \pi$.

Para ello calcularemos la densidad de energía creada por el establecimiento del sonido en campo difuso dentro del intervalo desde un valor t_d a infinito, sabiendo que ello obedece una ley de complementariedad con su decaimiento, o proceso de extinción, que vale:

$$w(t) = w_o\,(1 - e^{-(c/1m)\,at}),$$

y siendo w_o la densidad de energía estacionaria dada por la expresión (11).

En este caso $t_d = (r - r_c)/c$ expresa el lapso de tiempo desde que el sonido es percibido en el campo reverberado del recinto hasta que llega al receptor colocado a la distancia r.

Así por tanto la relación entre campo sonoro difuso y el que se produce a 10 m vía directa por la fuente de referencia, es:

$$w_{difuso}/w_{10} = (w(\infty) - w(t_d)) / w_{10} = (w_o/w_{10})\, e^{-(c/1m)\,at}\, d = 31200\,(T/V)\; e^{-0.04\, r/T}, \quad (15)$$

El resultado final obtenido de dicha expresión, dado que r_c se anula en los exponentes, es la bien conocida expresión de Barron-Lee. Considerando ahora aditivamente la aportación sonora del campo directo de una fuente sonora de directividad Q, en relación al que se produce a 10 m con la fuente de referencia citada, obtenemos la siguiente expresión del campo sonoro total L_t (10) dB re 10 m, que hemos escrito anteriormente en (5):

$$L_t(10) = 10 \log (Q\ 100/r^2 + 31200\,(T/V)\; e^{-0.04\, r/T}), \quad (16)$$

En este caso observamos que la distancia de reverberación r_c no influye en nada.

5. Conclusión

En esta comunicación hemos hallado una nueva expresión de la densidad de energía sonora estacionaria en campo difuso de un recinto, en donde el radio de reverberación, del que se emite un nuevo método de cálculo más preciso, cobra una vitalidad fundamental de aplicación e interpretación, dentro del campo de la acústica de salas, de los distintos fenómenos que le afectan suministrándonos una visión más amplia y coherente con el empirismo que tenemos de cada caso.

BIBLIOGRAFIA

[1] Barron, M. & Lee, L.J.(1988) J. Acoust. Soc. Am. 84(2)

[2] Kuttruff, H. (1991) Room Acoustics. 3ªedición. Appl. Science, London & New York

[3] Janecek. P.(1991) Acústica Vol. 74. nº2

[4] Vorländer. M. (1995) Acústica Vol. 81.