TECNIACUSTICA
VALLADOLID - 1993

SOBRE LA POSIBILIDAD DE CONVERTIR UN ALTAVOZ EN UN ABSORBEDOR DE SONIDO

Vladimir Ulin Nabatov

Departamento de Ingeniería Audiovisual y Comunicaciones
Escuela Universitaria de Ingeniería Técnica de Telecomunicación
Carretera de Valencia, km. 7 28031 - Madrid

1. INTRODUCCION

Una de las técnicas utilizadas en las investigaciones relacionadas con la lucha contra el ruido acústico consiste en la construcción de los mapas del vector de intensidad, tanto teóricamente como midiendo el campo con un intensímetro, indicando en cada punto del medio la dirección y magnitud del flujo de la energía acústica. Así podemos descubrir; por ejemplo, que uno de los dos altavoces situados a cierta distancia y radiando una señal senoidal en fase opuesta es capaz de convertir al otro en un "sumidero acústico".

En este trabajo se exponen los resultados del análisis teórico que hemos realizado con respecto a las condiciones exactas que permiten cambiar el sentido del vector de intensidad acústica en la proximidad de una fuente real. Se demuestra que cerca de una de las fuentes puntuales, que forman un sistema radiante, el campo acústico ("campo superpróximo") es esférico y omnidireccional, siendo posibles ambas orientaciones del vector de intensidad: hacia fuera o hacia el interior de la fuente. Además, se deduce la fórmula que expresa la potencia acústica total radiada por el sistema a través de las características individuales de las fuentes teniendo en cuenta la interferencia entre todas las fuentes.

Los resultados teóricos obtenidos, por una parte, pueden ser útiles a la hora de analizar el mecanismo de radiación de una fuente sonora real (cuya superficie vibrante siempre podemos representar con suficiente precisión por un conjunto de unas fuentes puntuales). Otra aplicación importante tiene que ver con los métodos del control activo de ruido [1]. Colocando "sumideros acústicos" en proximidades de una fuente de ruido, es posible, según las ideas expuestas a continuación, reducir la potencia acústica radiada por la fuente.

2. RELACIONES TEORICAS FUNDAMENTALES

Imaginemos un sistema radiante compuesto por N fuentes puntuales, distribuidas arbitrariamente en el espacio, y produciendo cada una de ellas una presión instantanea monocromática:

$$p_n(\vec{r},t)=\frac{A_n}{r_n}\cos(\omega t-kr_n+\alpha_n) \tag{1}$$

donde r es el vector posición del punto de observación, r_n es la distancia entre el punto de observación y la fuente número n, A_n ($A_n>0$) es la "amplitud" y α_n es la fase de referencia de dicha fuente.

Dentro de la onda esférica de la presión (1) podemos calcular en el mismo punto la velocidad vibratoria de las partículas "u" originada por la misma fuente. El valor promedio en el tiempo del producto "pu" se denomina la intensidad acústica y tiene el sentido de ser el vector del flujo de la energía acústica.

Sumando por separado las presiones y velocidades y promediando en el tiempo el producto de p_{total} y u_{total}, llegamos a la expresión general de la intensidad en el caso de N fuentes para cualquier punto del espacio [2]:

$$\vec{I}(\vec{r})=\frac{1}{2\rho c}\sum_{m=1}^{N}\sum_{n=1}^{N}\frac{A_m A_n}{k r_m^2 r_n}(kr_m\cos\theta_{nm}+\sin\theta_{nm})\vec{e}_m \tag{2}$$

siendo ρ y c respectivamente la densidad y la velocidad del sonido en el medio de propagación, r_m es la distancia entre el punto de observación y la fuente número m, k es el número de onda, $\Theta_{nm}=k(r_n-r_m)-(\alpha_n-\alpha_m)$, e_m es el vector unitario orientado desde la fuente m hacía el punto de observación.

Veamos ahora cómo evoluciona el vector I al aproximarnos a una de las fuentes, por ejemplo, la número i. Para ello desarrollamos todas las magnitudes del sumatorio (2), que dependen de r_i, en unas series tipo Taylor y prestamos atención a los términos principales, que dominan cuando $r_i \to 0$. Si el punto de observación se aproxima a la fuente número i, de manera que $r_i=\varepsilon\to 0$, entonces el resto de las distancias r_q de las fuentes al punto de observación se pueden expresar como series de MacLaurin respecto a ε:

$$r_q=R_q+\delta,\ (q=1,2,\ldots N,\ q\neq i) \tag{3}$$

donde R_q es la separación entre las fuentes número q y número i. El símbolo δ representa cualquier serie tipo:

$$\delta=a_1\varepsilon+a_2\varepsilon^2+a_3\varepsilon^3+\ldots \tag{4}$$

con la única condición de que $a_1,a_2,a_3,\ldots$ sean unas constantes. Aplicando esta aproximación a la expresión (2), dividimos todos los sumandos en cuatro grupos: 1) $m=n=i$; 2) $m=i$, $n\neq i$; 3) $m\neq i$, $n=i$; 4) $m\neq i$, $n\neq i$. Cuando $\varepsilon\to 0$, los términos principales en cada grupo tendrán respectivamente las siguientes potencias de ε: -2, -2, -1, 0 (para comprobarlo basta con desarrollar las funciones $\sin\Theta_{nm}$ y $\cos\Theta_{nm}$ respecto a ε). Por lo tanto, dominarán los dos primeros grupos.

Calculando los coeficientes de los términos principales que contienen r_i^{-2}, *llegamos a la siguiente expresión asintótica de la intensidad total en la* proximidad de la fuente número i:

$$\vec{I}_i(\vec{r})\Big|_{r_i\approx 0} \approx \frac{A_i B_i}{2\rho c r_i^2}\vec{e}_i \qquad (5)$$

$$B_i = A_i + \sum_{\substack{n=1\\ n\neq i}}^{N} A_n \frac{\sin[kR_n-(\alpha_n-\alpha_i)]}{kR_n} \qquad (6)$$

Este resultado confirma que,en la proximidad de cualquiera de las N fuentes, el vector de la intensidad acústica está orientado radialmente respecto a la fuente. Además, puesto que la magnitud B_i puede ser tanto positiva como negativa, este vector puede "salir" de la fuente o "entrar" a la misma:

$B_i > 0$ → la fuente actúa como emisor

$B_i < 0$ → la fuente actúa como sumidero.

También podemos observar que el módulo del vector de la intensidad, según (6), tiene simetría radial, es decir, la radiación acústica cerca de la fuente es omnidireccional. Por consiguiente, la potencia acústica emitida ó absorbida por la fuente número i se calcula inmediatamente:

$$W_i = 4\pi r_i^2 I_i\Big|_{r_i\approx 0} = \frac{2\pi}{\rho c}A_i B_i \qquad (7)$$

Sumando las potencias W_i aportadas por todas las N fuentes llegamos a la potencia acústica total radiada por el sistema:

$$W_t = \sum_{i=1}^{N} W_i = \frac{2\pi}{\rho c}\sum_{i=1}^{N}\{\, A_i^2 + A_i \sum_{\substack{n=1\\ n\neq i}}^{N} A_n \frac{\sin[kR_n-(\alpha_n-\alpha_i)]}{kR_n}\,\} \qquad (8)$$

Midiendo experimentalmente las intensidades I_i en el "campo superpróximo" de cada fuente, podemos calcular fácilmente la potencia total radiada por el sistema.

3. EJEMPLO PRACTICO

Para ver cómo se aplican las fórmulas (5), (6) y (8), veamos el caso de dos fuentes radiando en oposición de fase, con unas amplitudes A_1 y A_2 y separadas una distancia b. La intensidad cerca de la fuente 1 será:

$$\vec{I}_1(\vec{r})\Big|_{r_1\approx 0} \approx \frac{A_1 B_1}{2\rho c r_1^2}\vec{e}_1, \qquad B_1 = A_1 - A_2\frac{\sin(kb)}{kb} \qquad (9)$$

Para poder actuar como un sumidero, la primera fuente debe ser más débil que la otra ($A_1 < A_2$) y además la frecuencia (ó la separación entre las fuentes) debe ser lo bastante pequeña, con el fin de que el valor de sin (kb)/kb sea próximo a la unidad.

A partir de (8) la potencia total radiada por las dos fuentes W_t tiene la forma:

$$\frac{W_t}{W_1} = 1 + \frac{A_2^2}{A_1^2} \pm 2\frac{A_2}{A_1}\frac{\sin(kb)}{kb} \qquad (10)$$

donde W_1 es la potencia que radia la fuente 1 en ausencia de la fuente 2 (signo "+" para las fuentes en fase y "-" para las fuentes en oposición de fase).

En la figura 1 se presenta esta evolución de la potencia total del dipolo en función de la fortaleza de la segunda fuente para tres frecuencias y la distancia entre las fuentes de 0.1 m. Los puntos experimentales marcados en la gráfica corresponden a los resultados obtenidos en [3] para 400 Hz.

Como se observa en la figura, la potencia total es mínima cuando las amplitudes de las fuentes son similares. En este caso ($A_1 = A_2 = A$) la relación (8) se convierte en:

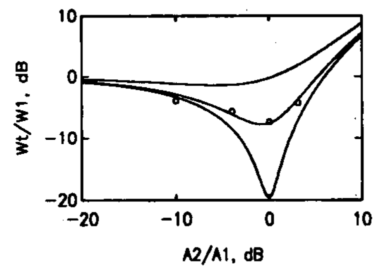

Figura 1

$$\frac{W_t}{W_1} = 2\left(1 \pm \frac{\sin(kb)}{kb}\right) \tag{11}$$

Esto significa que en función del desfasaje entre las fuentes la potencia total W_t oscila entre $4W_1$ (fuentes en fase) y cero (fuentes en oposición).

La reducción de la potencia del dipolo provocada por la interacción de ambas fuentes en el caso de 400 Hz no supera 8 dB; sin embargo bajando el factor kb podemos conseguir los valores de la reducción mucho más importantes. Por ejemplo, a 100 hz el efecto de cancelación es de 20 dB.

La expresión (8) se puede aplicar a cualquier número de fuentes. La potencia radiada por tres fuentes equiespaciadas, con la misma amplitud, dos de ellas en fase y la tercera en oposición, se obtiene en [4] por medio de una integral bastante complicada calculada sobre la superficie situada en el campo lejano de este sistema directivo:

$$W_t = W_1\,(3 - 4\frac{\sin(kb)}{kb} + \frac{\sin(2kb)}{kb}). \tag{12}$$

Nosotros deducimos este mismo resultado inmediatamente aplicando la fórmula (8).

4. CONCLUSIONES

El modelo matemático de la radiación acústica presentado aquí permite descubrir el hecho de que una fuente emisora se puede convertir en un sumidero al acercarse a otra fuente emisora, cuando se cumplen ciertas condiciones de fase, amplitud y separación entre las fuentes. El modelo parece ser válido cuando se compara con los datos obtenidos experimentalmente.

Por otra parte, la posibilidad de conocer la potencia total de una fuente real de ruido a base de medidas realizadas en su campo "superpróximo" resulta ser muy interesante, puesto que evita la necesidad de disponer de cámaras anecóicas muy costosas a la hora de apreciar el grado de la contaminación acústica.

BIBLIOGRAFIA

[1] P.A.Nelson, S.J.Elliott, "Active Control of Sound", Academic Press, 1991.

[2] J.Adin Mann III,Jiri Tichy,Anthony J.Romano, "Instantaneous and time-averaged energy transfer in acoustic fields",JASA 82 (1), p.17-29, July 1987.

[3] G.Rasmussen, "Damping measurements using intensity techniques", Brüel & Kjaer, Intensity Measurements, 1988, p.128-143.

[4] E.Skudrzyk, "Foundations of Acoustics", Springer, Vienna, 1971, p.368.