

Fluctuación sonar debida a ondas internas

Carlos Ranz Guerra
Instituto de Acústica. CSIC
C/ Serrano 144. 28005. Madrid

The acoustic signal fluctuation that exists when it is being propagated through the ocean is, within the sonar frequency range, mostly due to the action of the Internal Waves. The paper summarizes how a model can be set in order to take into account those wave effects. It is necessary to start with a canonical sound structure to arrive to the differential equations whose solutions are the vertical velocity due to Internal Waves, as well as the vertical displacement. The whole action implies to add up all the components of the Internal Wave phenomena. Results are presented when only one set of frequency and modes are considered. The waters of interest are 500 m depth or shallower.

Introducción

El Océano como entorno acústico tiene, en su estado ideal de equilibrio, dos características globales principales: a) una primera es su estructura en capas de igual densidad, y b) una segunda proviene del hecho de que la Tierra gira y como consecuencia el Océano también. El carácter dinámico del Océano hace que la realidad sea más compleja, y hay que concluir que desde un punto de vista de transmisión de información mediante soporte elástico: Sonar, el Océano es extremadamente cambiante. La propiedad de medio horizontalmente estratificado, que es su primera característica, se ve seriamente afectada por las perturbaciones de diferentes escalas: corrientes, Ondas Internas, "OI", y turbulencia, provocando, en la información transmitida, fluctuaciones temporales y espaciales. Las fluctuaciones que referimos son las sufridas por el índice de refracción del medio, y por lo tanto del perfil de velocidad del sonido $c(z)$, y que inducen fluctuaciones en la intensidad, y en la fase, de las ondas sonoras. Las fluctuaciones de la velocidad del sonido en el mar, en el margen de las OI son muy pequeñas, del orden de $\delta C / C = 5 \times 10^{-4}$ en las capas próximas a la superficie, a 3×10^{-6} en las zonas abisales. Las fluctuaciones sientan el límite máximo en la resolución de blancos acústicos. El rango de frecuencias en el que actúa el Sonar, convierte a las OI en factores frontera frente a las prestaciones de tales sistemas. Siempre que se registra una serie temporal de observaciones en un punto determinado del Océano, aparecen fluctuaciones de las variables observadas que pueden atribuirse, parcial o totalmente, a las OI.

Estructura sonora canónica de un océano estándar

Los Océanos están estratificados y además giran. En relación con estos dos hechos se definen dos frecuencias: a) la frecuencia de Brunt-Väisälä o frecuencia de flotabilidad, $n(z)$ y b) la inercial ω_i .

Cuando $n(z)$ tiene un valor real el fluido es estáticamente estable. Eckart (1960), deriva para la frecuencia de flotabilidad la expresión,

$$n(z) = \sqrt{-g \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} + \frac{g}{c^2} \right)} \quad (1)$$

en la que z es la profundidad, g , la aceleración de la gravedad, c , la velocidad del sonido y ρ la densidad del agua. $n(z)$ es un factor muy próximo al que define la estabilidad E , de una columna de agua, McLellan (1977):

$$E = \frac{n^2(z)}{g}$$

- La frecuencia inercial o frecuencia de Coriolis, es dos veces la componente vertical Ω de la velocidad angular de la Tierra, y se escribe

$$\omega_i = 1.454 \times 10^{-4} \text{ sen}(Lat) \quad (2)$$

en la que Lat. es la latitud del punto de observación. Las dos frecuencias: flotabilidad e inercial, definen el ancho de banda en el que las ω tienen existencia; el límite inferior dependerá de la posición del punto campo y oscila entre 0, en el Ecuador, hasta $1.454 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, en los Polos.

La estimación de la fluctuación de la velocidad del sonido podrá ser obtenida (modelizada) vía un tratamiento analítico que cubra el máximo número de variables posibles en el Océano en el entorno de las Ondas Internas; por ejemplo, las variaciones geográficas. Las características estadísticas del campo sonoro en condiciones reales vienen determinadas por las fluctuaciones de fase de las ondas que se propagan a lo largo de un mismo camino acústico, Brekhovskikh y Lysanov (1982). El modelo de partida, más simple, es un Océano con un gradiente de densidad que disminuye exponencialmente con la profundidad, como es el Modelo de Estructura Sonora Canónica, MESC, Flatté et al. (1979), y Brekhovskikh y Lysanov (1982). El MESC presupone que la frecuencia de flotabilidad puede reescribirse en la forma

$$n(z) = n_0 e^{z/B} \quad (3)$$

lo que puede hacerse sin conflicto con aspectos elementales de la estructura oceánica, con la excepción de la capa de mezcla superficial. En la Ec. (3), B representa la profundidad del eje del canal sonoro profundo (que oscila entre 0.8 y 1.2 km, en un océano estándar), y γ_A es la frecuencia de flotabilidad extrapolada a la superficie oceánica, o a la base de la Termoclina estacional, caso de existir Capa de mezcla. Si hacemos

$$c = c_1 [1 + \varepsilon (e^\eta - \eta - 1)] \quad (4)$$

donde $\eta = (z - z_1) / 0.5 B$, c_1 es la velocidad del sonido en el eje del canal y finalmente γ_A es la fluctuación relativa de la velocidad del sonido en un Océano adiabático e isohalino. En estas circunstancias el valor cuadrático medio de la fluctuación isotrópica de la velocidad del sonido, en el plano horizontal se expresa como,

$$\langle \mu^2(z) \rangle = \sum_1^n \int_{\omega_1}^{\omega_2} F_\mu(\omega, j, z) d\omega \quad (5)$$

donde $F_\mu(\omega, j, z)$ es el espectro frecuencial de las fluctuaciones del índice de refracción para el sonido, y donde $\zeta(z)$ representa a $-c^{-1} (\partial c / \partial z) \zeta(z)$, siendo $\zeta(z)$ el desplazamiento vertical y c es el valor promedio de la velocidad del sonido en la columna de agua. Para ondas internas, Munk y Zachariassen (1976),

$$\langle \mu^2 \rangle = \langle \mu_0^2 \rangle \exp(3z/B) \quad (5 \text{ bis})$$

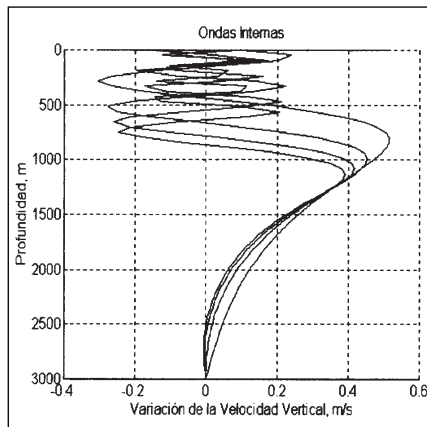


Figura 1

donde $\langle \mu^2 \rangle = \langle \zeta_0^2 \rangle G^2$; $\langle \zeta_0 \rangle$ es el valor medio de la fluctuación del desplazamiento vertical adiabático extrapolado a la superficie del océano, y G es una función variable random de media cero. Si la función G es evaluable, la estimación de la fluctuación relativa de la velocidad del sonido, μ , es inmediata, y en consecuencia el perfil $c(z)$.

Si el MESC es aplicable, las ecuaciones que engloban los parámetros de las Ω pueden escribirse partiendo de la 2ª ley de Newton, de la ecuación de continuidad y de las condiciones de compresibilidad. Si además se desprecian los términos de segundo orden las soluciones representando ondas planas, tienen la forma

$$\varphi(z) = \Phi(z)e^{i(kr-\omega t)} \quad (6)$$

en la que $\varphi(z)$ representa la variable que interese, por ejemplo la velocidad vertical. $\Phi(z)$, es la solución de la ecuación

$$\partial_{zz} \Phi + \left(\frac{n^2(z) - \omega^2}{\omega^2 - \omega_p^2} \right) k^2 \Phi = 0 \quad (7)$$

ecuación ya obtenida por Eckart (1960). Esta ecuación mediante integración puede representar, también, el desplazamiento ζ de las ondas internas. La Ec. 7, tiene dos métodos de solución: Flatté et al. (1979), y Saunders y King (1991). Ambos trabajos hacen uso de las soluciones GM72 y GM75 de Garret y Munk, (1972) y (1975). En general, dado un determinado valor del número de onda k , con las condiciones en los límites: $\Phi(z_b) = 0$, donde z_b es la profundidad del fondo marino, y con la Ec.3 representando la frecuencia de flotabilidad, se puede resolver la Ec. 7.. Las dos condiciones en los límites crean un problema de valores propios, lo que indica que sólo ciertos valores de ω serán solución. Para cada valor de k , sólo son soluciones una serie de modos $\Phi(j,k,z)$, con las frecuencias correspondientes $\omega(j,k)$; "j" representa el número del modo La ecuación 7 es una ecuación de Bessel con soluciones del tipo:

$$\Phi(j,k,z) = F_1 F_\alpha(\beta) \quad (8)$$

en la que F_1 es un factor de normalización para que se satisfaga la condición de ortonormalidad entre las soluciones modales $\Phi(j,k,z)$. Se verifica además,

$$F_\alpha = J_\alpha(\beta) - [J_\alpha(\beta_b) / Y_\alpha(\beta_b)] Y_\alpha(\beta) \quad (9)$$

$$\alpha = kB(1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{-1/2} \quad \beta = \alpha n(z) / \omega$$

siendo J_α y Y_α las funciones de Bessel de primero y segundo orden. El subíndice "b" indica que el argumento correspondiente ha de evaluarse a la profundidad del fondo.

Resultados

La figura 1 nos muestra la velocidad vertical inducida por la Ω para los 4 primeros modos correspon-

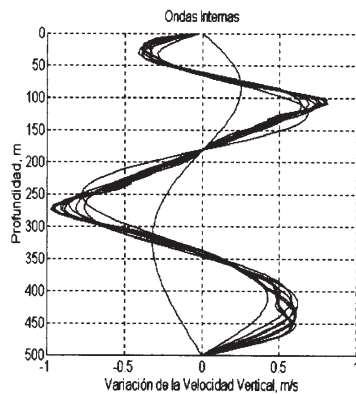


Figura 2

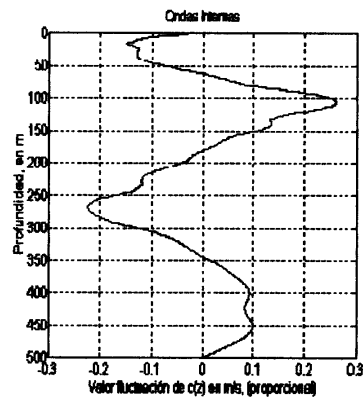


Figura 3

dientes a una frecuencia determinada. La profundidad es 3000 m, y se puede observar como el efecto es tanto más apreciable cuanto menor es la profundidad del punto campo. En los resultados que siguen, con excepción de la figura 1, situamos nuestro punto campo a 36° de latitud N, y la columna de agua tiene una profundidad de 500 m; la razón para esto reside en la disponibilidad de datos experimentales en aguas de interés español. El efecto acumulado de los numerosos contribuyentes de las Ω en un mismo punto campo no es evaluable inmediatamente, ya que cada uno de ellos se suma a los demás incoherentemente con su módulo y su fase. Sin embargo el problema puede simplificarse si acudimos al espectro de energía de las OI, que es función del número de modo y de la frecuencia, Flatté et al. (1979, Fig. 35 y capítulo 3.5). La figura 2, muestra los resultados obtenidos cuando se acumulan los efectos de los primeros 15 modos ($j=1, \dots, 15$) para una frecuencia de 0.0012618 Hz, o su equivalente 4.5 ciclos/hora. Aunque un modo particular de OI viene caracterizado por el número de modo "j", y el número de onda horizontal "k" no existe una Ω que se genera y desaparece sino más bien es un espectro (conjunto) de Ondas Internas que actúan simultáneamente sobre un mismo punto; el perfil de velocidad vertical, para cada Ω , vendrá dado por la solución $\Phi(j, k, z)$ y una frecuencia determinada $\omega(j, k)$. Dado que cada elemento del fluido, en la columna de agua se mueve a la misma frecuencia, el desplazamiento vertical ζ de este elemento, desde su posición de equilibrio, y para un modo "j" dado, será también proporcional a $\Phi(j, k, z)$. La fluctuación de la velocidad del sonido, se escribe, Flatté y Tappert (1975)

$$\delta c = c_1 \frac{\mu}{g} n^2(z) \zeta \propto n^2(z) \Phi(j, k, z) \quad (10)$$

y figura 3. La frecuencia dada más arriba corresponde a una del conjunto $\omega(j, k)$ de las que cumplen las condiciones frontera, y en concreto las que verifican velocidad nula en la superficie marina; la otra condición límite se verifica siempre como se ve analizando la Ec. 9.

Conclusiones

Las Ondas Internas, como oscilaciones de superficies de densidad constante tienen una influencia importante en el margen de frecuencias en las que actúa el sonar.

La estimación de la fluctuación de la velocidad del sonido, y por tanto de la propagación sonar, supone un océano estandar con un perfil con un mínimo de velocidad y sin capa de mezcla superficial. Si fuera necesario contemplar la capa de mezcla entonces el océano estandar alcanzaría sólo hasta el inicio de la termoclina estacional. Las fluctuaciones de $c(z)$ son función de todo el conjunto (espectro) de soluciones Ω , y que se suman de modo aleatorio de acuerdo con unos mecanismos derivados por vía experimental.

La función velocidad vertical de la Ω se obtiene como solución de una ecuación de tipo Bessel. Las frecuencias que cumplen las condiciones en los límites se han obtenido numéricamente evaluando los pasos por cero de la solución correspondiente. Esta solución afectada por la frecuencia de flotabilidad proporciona la estimación de la fluctuación en el perfil de velocidad sonora. La estadística de los datos experimentales en el punto campo de que se trate facilita la evaluación real de dicha fluctuación.

Referencias

- 1.- Brekhovskikh, L y Lysanov, Y. "Fundamentals of Ocean Acoustics". Springer Verlag. Berlin. 1982.
- 2.- Eckart, C. "Hydrodynamics of Ocean and Atmospheres". Pergamon Press. New York. 1960.
- 3.- Flatté, S, y Tappert, F. "Calculation of the effect of internal waves on oceanic sound transmission", J. Acoust. Soc. Am, 58, 6, 1151-1159. 1975.
- 4.- Flatté, S., et al. "Sound transmission through a fluctuating ocean". Cambridge Univ. Press, 1979.
- 5.- Garret, C. y Munk, W.H., "Space-time scales of internal waves". Geophys. Fluid. Dyn. 3, 225-264. 1972.
- 6.- Garret, C. y Munk, W.H., "Space-time scales of internal waves. A progress report", J. Geophys. Res. 80. 291-297. 1975.
- 7.- McLellan, H.J., "Elements of physical Oceanography". Pergamon Press. New York. 1977.
- 8.- Munk, W.H. y Zachariasen, F., "Sound propagation through a fluctuating stratified ocean: Theory and observation", J. Acoust. Soc. Am. 59, 4, 818-838, 1976.
- 9.- Saunders, K.D., y King, D.B., "Simulating temperature, salinity and currents in the ocean. Variability and Acoustic propagation". Kluwer Academic Publication. The Netherlands. 1991.