

PRESIONES HIDRODINÁMICAS DURANTE SISMOS EN PARAMENTOS RÍGIDOS INCLINADOS.

Ing. Javier H. Buraschi, Ing. Rossana C. Jaca

*Departamento de Construcciones, Facultad de Ingeniería
Universidad Nacional del Comahue, Buenos Aires 1400, 8300 Neuquén, Argentina
email: jburasch@uncoma.edu.ar*

RESUMEN

En este trabajo se busca poner en evidencia la magnitud de las sobrepresiones hidrodinámicas generadas durante sismos en paredes rígidas inclinadas en contacto con el agua.

Se considera en particular la influencia que parámetros como la compresibilidad y el grado de inclinación del paramento producen sobre la magnitud y distribución de las presiones generadas.

Se comparan los resultados obtenidos con expresiones aproximadas obtenidas bajo hipótesis de fluido incompresible utilizadas habitualmente en los proyectos de obras hidráulicas.

ABSTRACT

In this work we put in evidence the magnitude of the hydrodynamic pressures generated during earthquakes on rigid the inclined dam faces in contact with the water.

In particular, it is considered the influence of parameters like the effect of the water compressibility and the grade of inclination of the dam faces on the magnitude and distribution of the generated pressures.

The obtained results are compared with approximated expressions determined under the usual hypothesis used in hydraulic projects.

INTRODUCCIÓN

El planteo matemático de los efectos hidrodinámicos sobre estructuras sometidas a sismos y de los fenómenos de interacción fluido - estructura ha sido resuelto con diversos grados de complejidad en los últimos 20 años.

Sin embargo, aún cuando tales soluciones se encuentran disponibles en varios paquetes de programas comerciales de elementos finitos, es de práctica común en nuestro país la adopción de hipótesis de análisis simplificadas tales como, por ejemplo, la no consideración de los efectos de la compresibilidad del fluido.

Un caso particular es el de estructuras cuya cara de aguas arriba presenta un cierto grado de inclinación con la vertical. Tales geometrías resultan características de las rápidas de los aliviaderos o en un ejemplo más actual, de las presas CFRD (Concrete Face Rockfill Dam). En particular, en este último caso la generación de presiones hidrodinámicas sobre la losa dispuesta en el talud de aguas arriba, resultan incorporadas dentro del "Input" de las verificaciones de estabilidad basadas a menudo en métodos pseudoestáticos.

Uno de los antecedentes más difundidos son las expresiones de Zangar(1953), obtenidas para condiciones de fluido incompresible en un canal rectangular infinito cuya contorno acelerado es recto y con un cierto grado de inclinación respecto de la horizontal.

En base a esos antecedentes es posible determinar la distribución de presiones sobre el paramento para una aceleración horizontal unitaria. Considerando que para la hipótesis de fluido incompresible las presiones se encuentran en fase con el paramento acelerado, pueden obtenerse de una manera sencilla los valores de presión, su distribución y resultante en cada instante de tiempo para un acelerograma determinado.

El objetivo de este trabajo es poner de manifiesto la distribución de presiones hidrodinámicas esperables en los casos mencionados para condiciones de modelación más realistas de los parámetros del fluido.

PLANTEO MATEMÁTICO

Un detalle de la formulación utilizada en este trabajo puede obtenerse en la referencia ¹. En particular, en los puntos siguientes se resumen sus hipótesis y puntos más salientes a fin de especificar las bases teóricas sobre las cuales se asienta el desarrollo realizado.

Hipótesis básicas

Las hipótesis efectuadas para representar el comportamiento el fluido son:

- a) Las velocidades del fluido son pequeñas, lo cual permite desprestigiar el término convectivo.
- b) Se consideran los efectos de la compresibilidad del fluido.
- c) El fluido se considera no viscoso, es decir que se supone que la única disipación de energía se produce por radiación.
- d) Se desprestia el efecto debido a la turbulencia.

Ecuación de gobierno del fluido.

Si se considera que las tensiones tangenciales son nulas (hipótesis de fluido no viscoso) y las componentes del tensor de tensiones σ_x , σ_y y σ_z son iguales entre si e iguales a la presión en el punto, las ecuaciones generales de equilibrio se resumen a:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad ; \quad \frac{\partial P}{\partial y} = \rho \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad ; \quad \frac{\partial P}{\partial z} = \rho \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$$

Donde u, v, w = componentes de desplazamiento según los ejes coordenados. Operando sobre la misma y considerando que $\epsilon_v = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z$; $\epsilon_x = \partial u / \partial x$; $\epsilon_y = \partial v / \partial y$; $\epsilon_z = \partial w / \partial z$, $P = E \cdot \epsilon_v$; $c = (E/\rho)^{1/2}$

Resulta:

$$\nabla^2 P = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1)$$

Si se considera al fluido incompresible, $c = \infty$, la ecuación anterior se resume a:

$$\nabla^2 P = 0$$

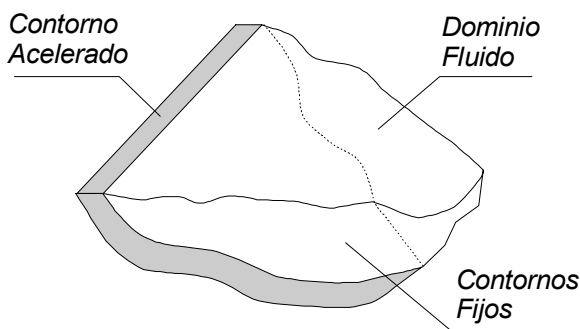
Si, por otra parte, se considera que la excitación es de tipo armónico e igual a $a.e^{i\omega t}$

$$P = \bar{P}.e^{i\omega t}$$

lo cual, sustituido en la ecuación (1), resulta:

$$\nabla^2 \bar{P} + \frac{\omega^2}{c^2} \bar{P} = 0 \quad (\text{Ecuación de Helmholtz}) \quad (2)$$

Condiciones de contorno



En la figura de la izquierda se representó un recinto de fluido con superficie libre y contornos sólidos que, o bien están fijos o bien le transmiten al fluido una perfil de aceleraciones determinado.

Las condiciones de borde a satisfacer en cada caso son detalladas en los siguientes puntos.

Superficie Libre

En este trabajo no se consideró –por su escasa implicancia en el resultado final– el efecto de la formación de ondas superficiales. Por lo cual, la condición de borde en este caso se resume a

$$P_{SUP} = 0 \quad \text{para la ecuación (1)}$$

o

$$\bar{P}_{SUP} = 0 \quad \text{para la ecuación (2)}$$

Contornos acelerados

Para la ecuación (1):

$$\frac{\partial P}{\partial n} = -\rho \ddot{u}_n$$

o, para la ecuación (2):

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial n} = -\rho \omega^2 \bar{u}_n$$

donde \bar{u}_n es la amplitud de la excitación armónica

Contornos Fijos

Se considera como contorno fijo aquel que no transmite aceleraciones al fluido, por lo cual, según lo detallado en el punto anterior, la condición de borde a satisfacer para la ecuación resulta:

$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0 \quad \text{para la ecuación (1); o}$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial n} = 0 \quad \text{para la ecuación (2)}$$

Dominios Infinitos

Uno de los procedimientos más difundidos para representar dominios infinitos es imponer una condición de radiación en un contorno materializado por un truncamiento del dominio y alejado no menos de $2H$ (H : altura de la estructura) del contorno acelerado. Esta condición para un problema bidimensional como el planteado se traduce en:

$$\frac{\partial P}{\partial n} = -\frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t} \quad \text{para la ecuación (1) o}$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial n} = -\frac{i\omega}{c} \bar{P} \quad \text{para la ecuación (2).}$$

MODELACIÓN EN ELEMENTOS FINITOS.

Partiendo de la expresión de residuos ponderados para la ecuación de Helmholtz y discretizando las presiones por elementos finitos se obtiene:

$$\int_{\Omega} N_i \left[\sum_{j=1}^n (\nabla^2 N_j) P_j + \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{j=1}^n N_j P_j \right] d\Omega = 0$$

integrando por partes:

$$\begin{aligned} & - \int_{\Omega} \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \sum_{j=1}^n \frac{\partial N_j}{\partial x} P_j + \frac{\partial N_i}{\partial y} \sum_{j=1}^n \frac{\partial N_j}{\partial y} P_j + \frac{\partial N_i}{\partial z} \sum_{j=1}^n \frac{\partial N_j}{\partial z} P_j \right] d\Omega \\ & + \frac{\omega^2}{c^2} \int_{\Omega} N_i \sum_{j=1}^n N_j P_j d\Omega + \int_S N_i \sum_{j=1}^n \frac{\partial N_j}{\partial n} P_j dS = 0 \end{aligned}$$

que, en forma matricial :

$$(-\omega^2 G + H)P - \int_S N \frac{\partial P}{\partial n} dS = 0$$

en donde:

$$H_{i,j}^{(e)} = \int_{\Omega_e} \left[\frac{\partial N_i}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} + \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} \right] d\Omega^e;$$

$$G_{i,j}^{(e)} = + \frac{1}{c^2} \int_{\Omega} N_i N_j d\Omega^e$$

Condiciones de Contorno

En el marco de este trabajo se consideraron las siguientes condiciones de borde:

a) Superficie Libre : $P_{SUP} = 0$.

b) Paramento acelerado: $\frac{\partial P}{\partial n} = -\rho \cdot \dot{u}_n$

c) Fondo del embalse: $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$

d) Condición de radiación para el truncamiento del dominio infinito: $\frac{\partial P}{\partial n} = -\frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t}$

o, $\frac{\partial \bar{P}}{\partial n} = -\frac{i\omega}{c} \bar{P}$ si se realiza el análisis en el dominio de la frecuencia.

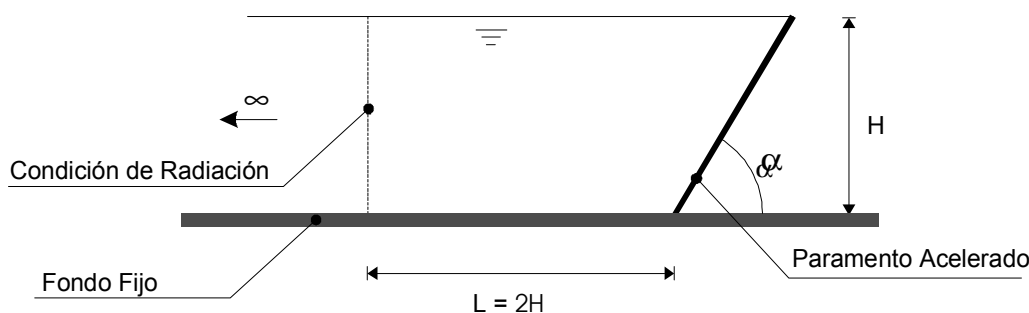
Una mejora en las condiciones indicadas fue planteada por Houmar², asumiendo que la radiación se produce solo para frecuencias superiores a la natural. De acuerdo a ello:

$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0 \quad \text{para } \omega < \omega_l$$

$$\frac{\partial P}{\partial n} = -\frac{1}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_l}{\omega}\right)^2} \frac{\partial P}{\partial t} \quad \text{para } \omega > \omega_l$$

MODELO DE ANÁLISIS

En la figura siguiente se detallan las principales características geométricas del dominio bidimensional considerado.



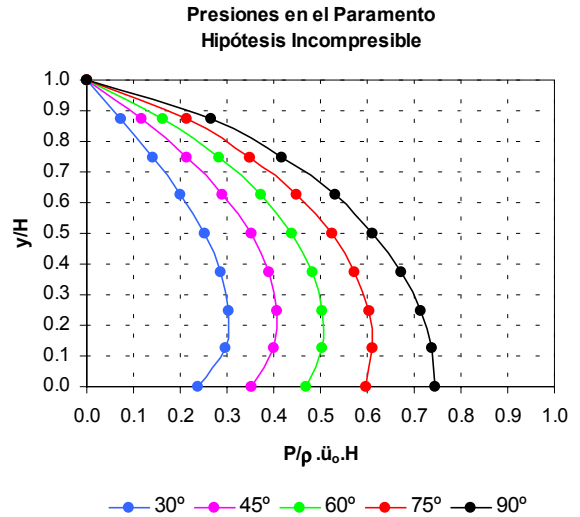
La discretización se realizó utilizando elementos isoparamétricos con funciones de forma parabólicas.

ANÁLISIS INCOMPRESIBLE

A modo de referencia se detalla en este punto los resultados obtenidos en base a la modelación planteada, pero asumiendo la condición de incompresibilidad del fluido ($c=\infty$).

La distribución de presiones calculadas para diferentes inclinaciones del paramento se representó en la figura de la derecha en base a los parámetros adimensionales y/H vs $P/(\rho \cdot \ddot{u}_0 \cdot H)$, en donde "y" es la altura de un punto sobre la horizontal, ρ la densidad del agua y \ddot{u}_0 la amplitud de la excitatriz.

Los resultados obtenidos resultan muy similares a los detallados en la referencia³ para las condiciones de fluido incompresible mencionadas.



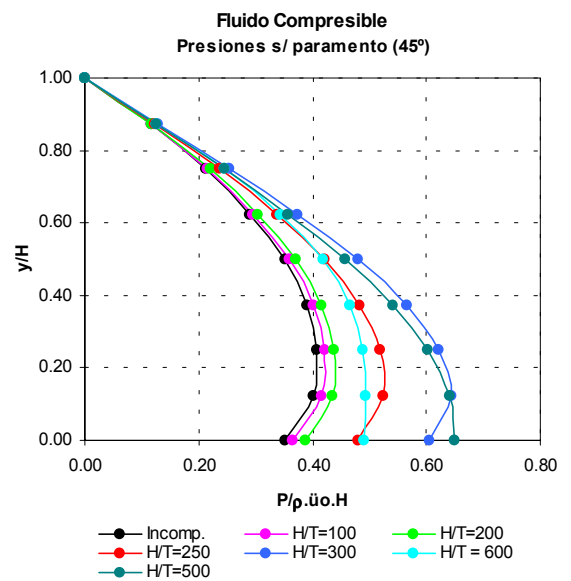
ANÁLISIS COMPRESIBLE

Respuesta en el dominio de la frecuencia

El comportamiento del conjunto a sollicitaciones de tipo armónico representado por la ecuación (2) resulta en general muy orientativo de la respuesta esperable ante acciones dinámicas más generales.

Un punto general a considerar es el hecho que la condición de radiación planteada en el dominio de la frecuencia genera como efecto el desfase de la respuesta evaluada en presiones respecto de la excitación. Esto es claramente puesto de manifiesto por la condición de borde compleja indicada en el punto 3.1.d.

De acuerdo a lo indicado por Houmar, para frecuencias de excitación $\omega < \omega_1$ (frecuencia fundamental del fluido), los términos de la respuesta permanecen reales, esto es, en fase con la excitación. Por encima de ese valor, la condición de radiación impuesta genera la pérdida de fase con la excitatriz, lo cual se manifiesta a través de valores complejos para los términos de presión obtenidos sobre el paramento.

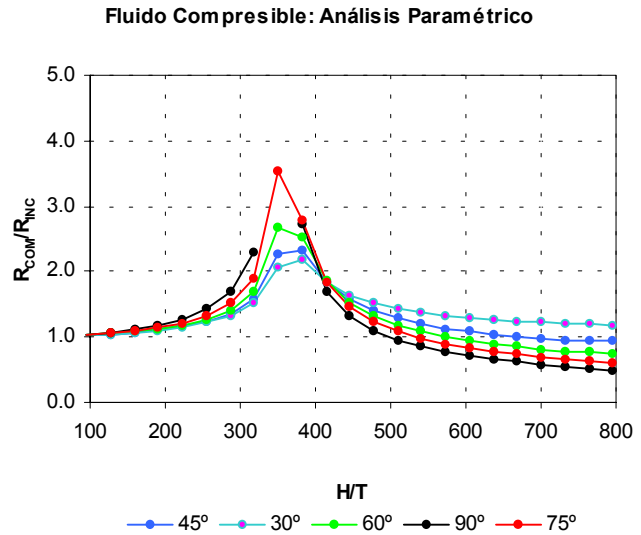


Con referencia a la frecuencia fundamental ω_1 , en general resulta muy similar a aquella obtenida para paramento vertical y fluido infinito: $\pi \cdot c / 2 \cdot H$. Otra forma habitual de referir a ω_1 es a través de la relación H/T , la cual en el primer modo fundamental alcanza el valor 360 m/s.

En la figura superior se representó la distribución de presiones sobre el paramento para diferentes relaciones H/T para un paramento inclinado 45° y sometido a una aceleración armónica horizontal. Como se observa, para valores H/T inferiores a 200 m/s la solución compresible resulta muy similar a la incompresible. Por encima de ese valor, en el rango 200 a 600 m/s, las presiones crecen fuertemente en magnitud aunque sin modificar sustancialmente la forma de su distribución.

Por último, en el gráfico de la derecha se representó la relación de resultantes compresible/incompresible obtenidas sobre el paramento acelerado en función de la frecuencia de la excitación.

La respuesta se parametrizó para diferentes ángulos de inclinación del paramento (30°, 45°, 60°, 75° y 90°).



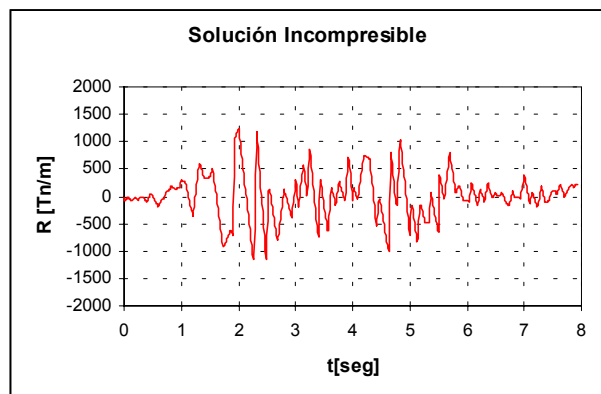
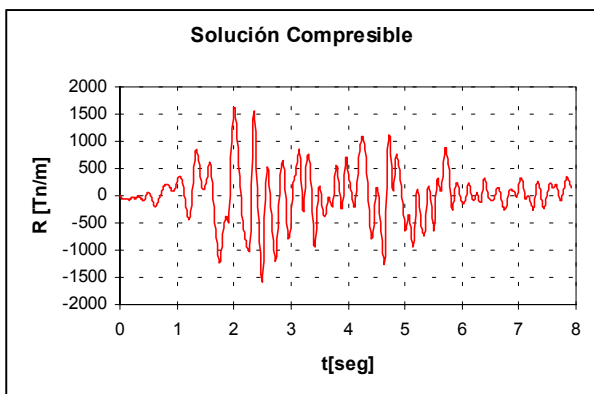
De su observación resulta:

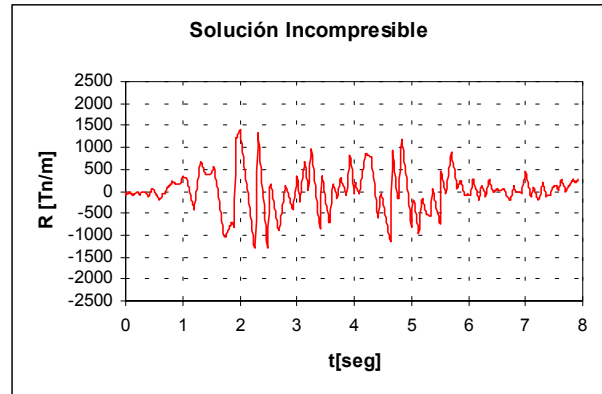
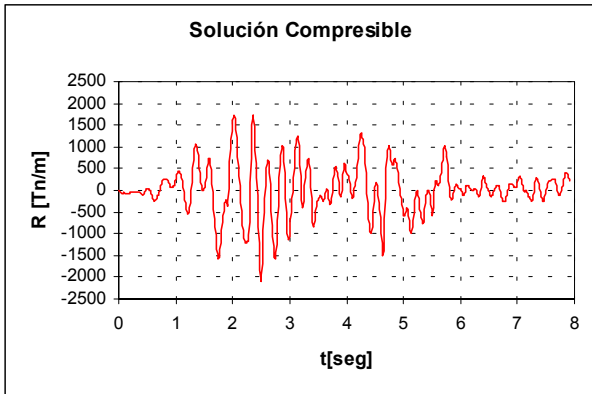
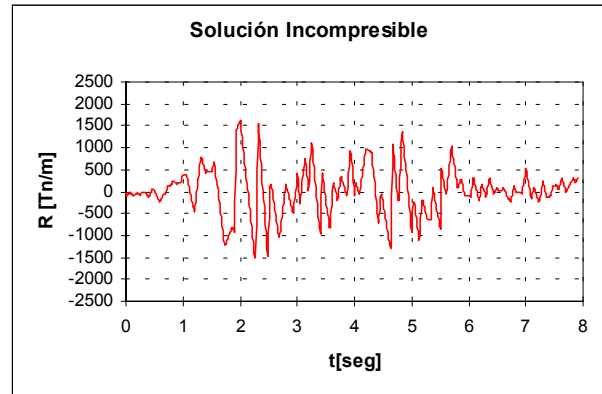
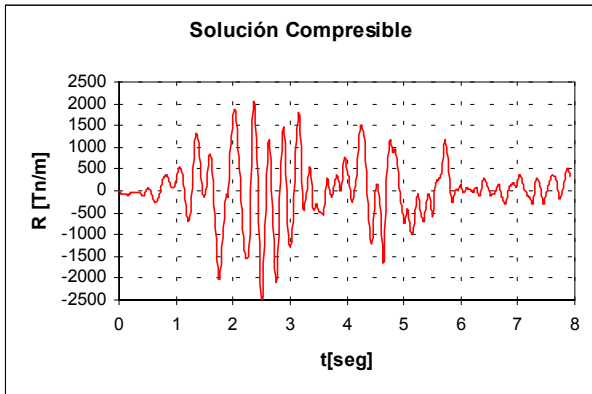
- La influencia de la compresibilidad comienza a resultar evidente a partir de $H/T=100$; por ejemplo, en el caso de un paramento de 100 m de altura, para períodos inferiores a 1 seg.
- Para un paramento vertical, la solución incompresible subvalora las presiones generadas en el rango $100 < H/T < 500$. Para una paramento de 100 m. de altura el rango indicado corresponde a períodos entre 1 y 0.2 seg.
- La inclinación del paramento incrementa levemente la frecuencia fundamental desde aquella correspondiente a $H/T=360$ para paramento vertical hasta $H/T \approx 380$ para una inclinación de 30°.
- El efecto más evidente de la inclinación del paramento es prolongar para un mayor rango de frecuencias el intervalo en el cual la solución incompresible subvalora las presiones resultantes. Por ejemplo, para 30° y un paramento de 100 m de alto dicho intervalo corresponde a $0.10 < T < 1$ seg.

Análisis temporal.

En este punto se plantea la integración en el tiempo de la ecuación de movimiento para una excitatriz de forma cualquiera representada por la ecuación (1). Particularmente para este trabajo se considerará como acción dinámica a aquella derivada de los registros correspondientes al terremoto de El Centro. La solución fue planteada discretizando la ecuación de movimiento en el tiempo mediante una regla de diferencias finitas incondicionalmente estable (Newmark³). En las figuras siguientes se detallan los resultados obtenidos para inclinaciones del paramento de 45°, 75° y 90° y una altura igual a 100 m. A fines de su comparación se muestra la solución obtenida en cada caso bajo las hipótesis de considerar y no considerar los efectos de la compresibilidad del fluido.

Paramento: 45°



Paramento: 75°**Paramento: 90°**

De su observación, se concluye:

- En todos los casos la solución incompresible subvalora las presiones hidrodinámicas sobre el paramento.
- Las diferencias se incrementan con la inclinación del paramento. En la tabla siguiente se resumen los máximos alcanzados para diferentes inclinaciones en una y otra hipótesis.

α	R_{COMP}	R_{INC}	R_{COMP}/R_{INC}
30	1751.45	1252.29	1.40
45	1629.88	1243.14	1.31
60	1769.83	1290.51	1.37
75	2077.46	1406.16	1.48
90	2608.58	1620.02	1.61

- Evidentemente, aún en la hipótesis de asumir a la estructura como un elemento rígido, la no consideración en este caso de los efectos de la compresibilidad genera una subvaloración de las presiones hidrodinámicas variable ente un 30 y un 60% según la inclinación.

REFERENCIAS

- [1] Análisis Dinámico de Presas, Canet-Oñate, CIMNE, 1988.
- [2] Finite Elements Analysis of Reservoir Vibration, ASCE, 1983.
- [3] Fundamentals of Earthquake Engineering, Cap. 6, Newmark.
- [4] Estructuras sometidas a acciones sísmicas, Canet-Barbat, CIMNE, 1988.
- [5] Dynamics Response of Embankment Concrete, Chopra, J.F. Hall, 1980.
- [6] Coupled Vibrations of a Structure Submerged in a compressible fluid, O.C. Zienkiewics-Newton, 1969.
- [7] Earthquake Analysis and response of Concrete Gravity Dams, F. Fenves-A. Chopra, 1984.