

18. Ingeniería mecánica y de la Producción

Experimentación de fenómenos de *sloshing* para validar una función de transferencia

Mallofré, Juan; juanmallofre17@gmail.com ; Lavirgen, Juan;

juandiego.lavirgen@ing.unlp.edu.ar

Universidad Nacional de La Plata

Resumen

El desplazamiento de tanques que almacenan líquidos excita ondas en el fluido almacenado generando un patrón de olas capaz de producir fuerzas sobre las paredes del mismo tanque. Este fenómeno conocido como sloshing es una de las principales perturbaciones a tener en cuenta en el diseño de sistemas de control y estudios de estabilidad de vehículos terrestres, marinos y aéreos.

El presente trabajo tiene como objetivo presentar la línea de investigación en la cual se busca comparar resultados experimentales de sloshing en tanques cilíndricos y esféricos con las funciones obtenidas a partir de modelos análogos de tipo péndulo y de flujos potenciales. A partir de estos modelos, de carácter lineal, el primer y el segundo modo se aproximan con un grado aceptable de exactitud a los valores esperados. Los resultados obtenidos servirán para ajustar los parámetros de las funciones de transferencia que se utilizan en simuladores de vuelo de lanzadores espaciales y generar las herramientas para estudios avanzados sobre el fenómeno.

El lector encontrará inicialmente una referencia al desarrollo presentado por Dodge [Dodge, 2000] para definir las funciones potenciales que explican el fenómeno de sloshing en tanques de dicha geometría. Las mismas sirven como primera aproximación para definir el campo de velocidades del líquido almacenado y las funciones de frecuencia en un dominio discreto. Luego, se utilizan los potenciales para dar forma a una función de transferencias entre la fuerza inercial y el desplazamiento lateral del tanque.

Posteriormente, se hace referencia a las analogías con modelos mecánicos utilizados para representar el fenómeno mediante un sistema lineal que tenga las mismas características dinámicas.

En la segunda sección se introducen las tareas experimentales llevadas a cabo con el fin de validar los modelos.

En la última sección se presentan las conclusiones obtenidas a partir de los ensayos realizados y los trabajos a futuro que se pretenden realizar en esta línea de investigación, como así también los resultados que se esperan de ellos.

Palabras clave : Dinamica, Sloshing, Tanques, Frecuencia, Espacial

Introducción

Por Sloshing nos referimos a cualquier movimiento que experimenta la superficie libre de un líquido contenido en un tanque parcialmente lleno debido a la interacción que existe entre el fluido alojado y la estructura contenedora cuando esta es perturbada. Dependiendo del tipo de perturbación, de la geometría del tanque y su nivel de llenado, así como de las propiedades fluidodinámicas del líquido alojado, la superficie libre puede experimentar diferentes tipos de movimientos incluyendo modos simétricos, antisimétricos, rotacionales, caóticos, entre otros. Cuando la masa del líquido es considerable, los violentos movimientos que experimenta la superficie libre pueden llegar a generar cargas hidrodinámicas considerables las cuales pueden afectar la integridad estructural y/o comprometer la estabilidad del vehículo que transporta dicho contenedor.

En materia aeroespacial, el oleaje que se produce en los tanques de combustible

líquido puede generar grandes fuerzas y momentos que intervienen negativamente en la estabilidad del vehículo a partir de la interacción que se produce entre el fluido y la estructura debido a las perturbaciones externas durante las distintas fases de vuelo, particularmente si las oscilaciones se acoplan con las frecuencias naturales de la estructura. La masa de combustible representa un gran porcentaje de la total del vehículo espacial, por lo que es necesario incorporar los efectos dinámicos del fenómeno de sloshing a la hora de desarrollar un sistema de control apropiado.

Objetivos

El problema básico de sloshing se basa en la estimación de la distribución de presiones, fuerzas y momentos que se generan debido a este fenómeno como así también la determinación de las frecuencias naturales asociadas.

En el presente estudio se pretende establecer una función de transferencia entre el desplazamiento lateral y las

fuerzas generadas en tanques de forma cilíndrica y esférica. Los recursos para la formulación de las mismas tienen naturaleza numérica y experimental. Para lograr esto se plantean una serie de metas particulares en las cuales se incluye: La formulación numérica del fenómeno a partir de la teoría de flujo potencial linealizada. La formulación de un modelo análogo mecánico de iguales características dinámicas. Por último, la validación de los resultados a partir de ensayos aplicados a tanques de geometría definida y a los modelos mecánicos planteados.

Materiales y métodos

Modelo potencial para tanques cilíndricos

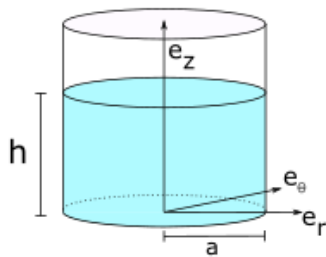


Figura 1-Sistema de coordenadas y dimensiones principales utilizado en tanques cilíndricos.

El modelado en flujo potencial surge de evaluar un volumen de control cuyas condiciones de borde están bien definidas

y no se tienen en cuenta los efectos viscosos. Al despreciarlos, la vorticidad se anula y es posible definir a las componentes de velocidad como el gradiente de una función potencial abarcada en el volumen de control. De esta manera, las componentes de velocidad en cada punto surgen del gradiente del campo potencial en las direcciones principales.

$$u_r = \frac{d\Phi}{dr}; u_\theta = \frac{d\Phi}{d\theta}; u_z = \frac{d\Phi}{dz}$$

Además, la relación entre las componentes de velocidad queda definida por la hipótesis de incompresibilidad que se puede aplicar debido a que se considera que la densidad se mantiene constante en tiempo y espacio.

$$\nabla^2\phi = 0 \quad \begin{cases} 0 \leq r \leq a \\ 0 \leq \theta \leq 2\pi \\ -h \leq z \leq 0 \end{cases} \quad (1)$$

Para un fluido potencial que no contiene vorticidad, la ecuación de estado no estacionario de Bernoulli está dada por:

$$\frac{d\phi}{dt} + \frac{p(r, \theta, z)}{\rho} + gz + \frac{1}{2}(u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2) = f(t)$$

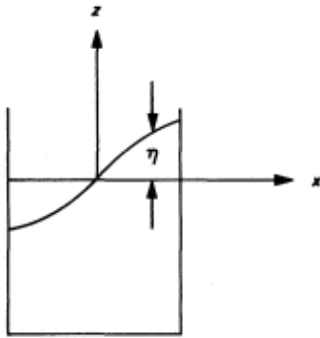


Figura 2- Desplazamiento vertical respecto a la superficie libre

Se denota $\eta(r, \theta, t)$ al desplazamiento vertical respecto de la superficie libre. Se evalúa la función anterior en este punto y se asume una presión superficial igual a cero en toda la superficie libre, con lo que se obtiene:

$$\frac{d\phi(r, \theta, z, t)}{dt} + g\eta(r, \theta, t) + \frac{1}{2}(u_r^2 + u_\theta^2 + u_z^2) = f(t)$$

Dado que las velocidades del fluido se asumen pequeñas, se puede obtener la versión linealizada de la ecuación de Bernoulli eliminando los términos u_i^2 . Así mismo, $f(t)$ puede ser absorbida por el término ϕ .

$$\frac{d\phi(r, \theta, z, t)}{dt} + g\eta(r, \theta, t) = 0 \quad (2)$$

En la superficie libre, la velocidad del desplazamiento η en la dirección z debe ser igual a la velocidad del fluido en la misma dirección. Evaluando la función potencial en $z=0$ en vez de hacerlo en η , se

contrarresta el error producto de eliminar las variables cuadráticas de velocidad.

$$\frac{d\eta}{dt} = u_z = \left. \frac{d\phi}{dz} \right|_{z=0} \quad (3)$$

Reordenando la ecuación (2) y derivando respecto al tiempo obtenemos:

$$\left. \frac{d\eta}{dt} \right|_{z=0} = -\frac{1}{g} \left. \frac{d^2\phi(r, \theta, z, t)}{dt^2} \right|_{z=0} \quad (4)$$

Combinando (3) y (4) se obtiene la condición cinemática que debe cumplir el sistema en la superficie libre:

$$\left. \frac{d\phi}{dz} \right|_{z=0} + \left. \frac{d^2\phi}{dt^2} \right|_{z=0} = 0 \quad (5)$$

Por otro lado, la velocidad normal a las paredes del tanque debe ser nula, con lo que se obtienen las siguientes condiciones de borde:

$$\frac{d\phi}{dr} = 0 \quad \text{para } r = a \quad (6)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = 0 \quad \text{para } z = -h \quad (7)$$

Mediante separación de variables, se encuentran las soluciones al problema de contorno gobernado por las condiciones (1), (5), (6) y (7).

Se propone una función potencial que sea el producto de cuatro funciones, cada una dependiente de una de las variables de la función potencial.

$$\phi(r, \theta, z, t) = f_1(r)f_2(\theta)f_3(z)T(t)$$

A partir de la proposición anterior y utilizando las condiciones de borde anteriormente descriptas, se llega a la función potencial para tanques cilíndricos:

$$\phi_{mn}(r, z, \theta) = \frac{J_1\left(\frac{\lambda_{mn}r}{a}\right) \cos(m\theta) \cosh\left[\lambda_{mn}\left(\frac{z}{a} + \frac{h}{2a}\right)\right]}{\cosh\left[\frac{\lambda_n h}{a}\right]}$$

Donde λ_{mn} son las raíces de la función de Bessel utilizada como solución de la deformación de la superficie libre. Para el primer modo natural se tiene que $m=1$ y el potencial varía en la coordenada angular con el factor $\cos(\theta)$, por lo que la ola está 'arriba' en una mitad de la circunferencia y 'abajo' en la otra. Para este caso, el valor numérico de la raíz de la función de Bessel $\lambda_n = 1,841$.

Las frecuencias naturales obtenidas a partir de este modelo potencial son:

$$\omega_{nm}^2 = \frac{g\lambda_{mn}}{a} \tanh\left(\frac{\lambda_{mn}h}{a}\right)$$

Analogías mecánicas

Los modelos más complejos de tanques no facilitan el hallazgo de una función de transferencia por medio del análisis potencial básico como lo fue para tanques rectangulares y cilíndricos. A la hora de complejizar las formas es necesario recurrir a modelos mecánicos que posean el mismo comportamiento ante pequeños apartamientos o a simulaciones numéricas que resuelvan los casos localmente.

Si bien existen varias analogías mecánicas estudiadas como el modelo de masa resorte, en este trabajo se presenta al modelo pendular dado que sus frecuencias naturales $\left[\left(\frac{g}{L}\right)^{0,5}\right]$ se ajustan automáticamente a cambios en la aceleración de la gravedad de la misma forma que lo hacen las frecuencias naturales del líquido.

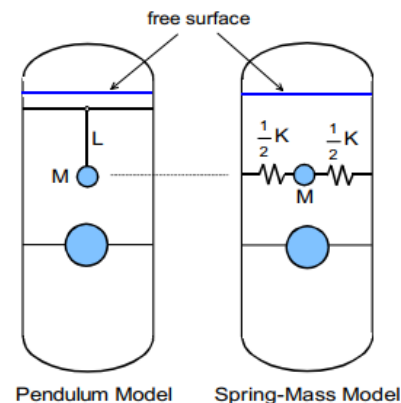


Figura 3- Analogías mecánicas. (1) Modelo pendular (2) Modelo de masa resorte.

En los siguientes apartados se describen las ecuaciones que dan lugar a la

obtención de los parámetros pendulares a partir del modelo potencial no rotacional para tanques cilíndricos descrito anteriormente.

Obtención de parámetros pendulares a partir del modelo potencial

Partiendo del potencial de velocidades obtenido en el apartado anterior y utilizando las condiciones estáticas y dinámicas que se deben cumplir, los parámetros del péndulo para el primer modo fundamental del fenómeno de sloshing en un tanque cilíndrico [Dodge, 2000] son los siguientes.

$$m_{slosh} = m_{liq} \left[\frac{d \tanh\left(\frac{2\xi_1 h}{d}\right)}{\xi_1 (\xi_1^2 - 1) h} \right]$$

$$L_p = \frac{d}{2\xi_1 \tanh\left(\frac{2\xi_1 h}{d}\right)}$$

$$H_p = \frac{h}{2} - \frac{a}{\pi} \left[\tanh\left(\frac{\pi h}{2a}\right) - \frac{1}{\sinh\left(\frac{\pi h}{a}\right)} \right]$$

$$m_0 = m_{liq} - m_{slosh}$$

$$H_0 = m_{slosh} (H_p - L_p) / m_0$$

m_{slosh} representa la masa oscilante del péndulo, que se corresponde con la masa del líquido involucrada en el fenómeno de sloshing.

ξ_1 es la raíz de la función de Bessel utilizada como solución de la deformación de la superficie libre. Para el primer modo natural $\xi_1 = 1.841$.

L_p representa la longitud del péndulo.

H_p punto de bisagra del péndulo a partir del centro del tanque.

m_0 masa fija correspondiente a la masa de líquido que no oscila.

H_0 posición de la masa fija respecto al centro del tanque.

Obtención de parámetros pendulares experimentalmente

En la siguiente imagen se muestra la disposición del péndulo junto con la definición de todos los parámetros asociados.

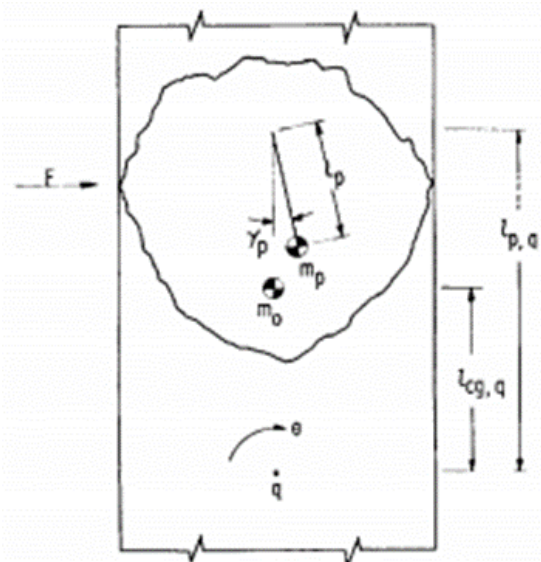


Figura 4- Parámetros del modelo pendular.

F_s : Fuerza lateral generada por el efecto de sloshing.

$l_{p,q}$: distancia entre el punto de bisagra del péndulo al centro de rotación del tanque

L_p : distancia entre el centro del tanque y el punto de bisagra del péndulo.

γ_p : ángulo, medido desde la vertical, de máxima oscilación del péndulo, en radianes.

γ_l : ángulo de oscilación del líquido medido desde la horizontal.

θ : ángulo de rotación del tanque, en radianes.

ω_e : frecuencia fundamental de la masa de líquido, hallada experimentalmente, en rad/seg.

ω_0 : Frecuencia de excitación del tanque, en rad/seg.

Realizando una suma de fuerzas en la dirección x, asumiendo pequeños apartamientos:

$$Fs = -m_p \ddot{x}_0 - m_0 l_{cg,q} \ddot{\theta} + m_p g \gamma_p$$

Si solo se le permite al tanque desplazarse horizontalmente $\ddot{\theta} = 0$. Así mismo, si se mide la fuerza generada por el sloshing luego de cesar la oscilación impuesta al tanque $\ddot{x}_0 = 0$ y la ecuación anterior queda:

$$Fs = m_p g \gamma_p$$

$$m_p = \frac{Fs}{g \gamma_p} \quad (1)$$

La ecuación de movimiento del péndulo para pequeños apartamientos del equilibrio puede escribirse de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} m_p L_p \ddot{\gamma}_p + 2m_p \xi \omega_e L_p \dot{\gamma}_p + m_p L_p \omega_e^2 \gamma_p \\ = -m_p \ddot{x}_0 \\ - m_p (l_{p,q} - L_p) \ddot{\theta} \end{aligned} \quad (2)$$

Asumiendo que el amortiguamiento es muy pequeño, el término $2m_p \xi \omega_e L_p \dot{\gamma}_p$ puede despreciarse. La ecuación anterior, con las dos hipótesis aquí mencionadas, queda de la siguiente manera:

$$m_p L_p (\ddot{\gamma}_p + \omega_e^2 \gamma_p) = -m_p \ddot{x}_0 \quad (3)$$

Si se asume que el péndulo siempre se mantiene perpendicular a la superficie del líquido, se tiene que $\gamma_p = \gamma_l$. Por otro lado, si la frecuencia de excitación es mucho menor que la fundamental del líquido, este último va a oscilar a la frecuencia de la excitación impuesta, es decir:

$$\ddot{\gamma}_p = \dot{\gamma}_l = -\omega_0^2 \gamma_p \sin \omega_0 t$$

Y en la máxima amplitud de la ola se va a dar que

$$\ddot{\gamma}_p = -\omega_0^2 \gamma_p \quad (4)$$

Reemplazando la ecuación (4) en (3):

$$m_p L_p \gamma_p (-\omega_0^2 + \omega_e^2) = -m_p \ddot{x}_0 \quad (5)$$

La expresión anterior puede reescribirse en función de cantidades medibles aplicando las siguientes relaciones:

(a) $L_p = \frac{g}{\omega_e^2}$ Frecuencia natural de oscilación de un sistema pendular.

(b) $\ddot{x}_0 = -\omega_0^2 X_0$ cuando se alcanza la máxima amplitud de oscilación.

(c) $m_p = \frac{F_s}{g \gamma_p}$. Relación obtenida de (1).

Sustituyendo estas relaciones en (5), obtenemos la expresión de la masa del péndulo en función de las variables medibles durante el ensayo:

$$m_p = \frac{F_s}{X_0} \left(\frac{1}{\omega_0^2} - \frac{1}{\omega_e^2} \right)$$

Siendo esta ecuación válida para determinar la masa efectiva del péndulo (masa efectiva de sloshing) cuando el factor de amortiguamiento del fenómeno es despreciable.

Una vez obtenida la masa del péndulo para un nivel de llenado determinado, el ángulo del péndulo γ_p se obtiene mediante la ecuación (1), siendo F_s el pico máximo de fuerza una vez que cesa la excitación del tanque.

El punto de bisagra del péndulo, definiendo así su largo, puede calcularse realizando una sumatoria de momentos respecto al centro de rotación del tanque. Asumiendo que no existe movimiento rotacional ($\ddot{\theta} = 0$) dadas las condiciones del ensayo, la suma de momentos respecto al centro de rotación q queda determinada por la siguiente ecuación.

$$M = -m_0 l_{cg} \ddot{x}_0 + m_p l_p g \gamma_p$$

Dado que $m_p = \frac{F_s}{g \gamma_p}$ y que la medición se efectuará luego de cesar la excitación armónica impuesta, $\ddot{x}_0 = 0$. Así, la longitud del punto de bisagra por encima del centro del tanque en el eje longitudinal del mismo queda definido por:

$$l_p = \frac{M}{F_s}$$

La masa fija de líquido que no esta involucrada en el fenómeno de sloshing puede determinarse a partir de la preservación de las propiedades estáticas del líquido, es decir:

$$m_t = m_0 + m_p$$

Donde m_t es la masa total de líquido contenida en el tanque, m_0 es la masa fija y m_p es la masa efectiva de sloshing, como se la definió anteriormente.

Experimentación

El banco de ensayos para identificar la dinámica del oleaje consta de una bancada libre de moverse horizontalmente conectada a un sistema biela manivela a través de una celda de carga. El sistema biela manivela imprime el movimiento oscilatorio y define la posición de uno de los extremos de la celda de carga. El extremo opuesto estará condicionado por las aceleraciones que provoque la dinámica del fluido.

Este soporte se colocó sobre una guía horizontal compuesta por tres barras rectificadas, vinculadas al soporte mediante rodamientos lineales a fin de disminuir al máximo la fricción durante la oscilación.

En la siguiente figura se presenta el modelo de diseño del banco de ensayos.

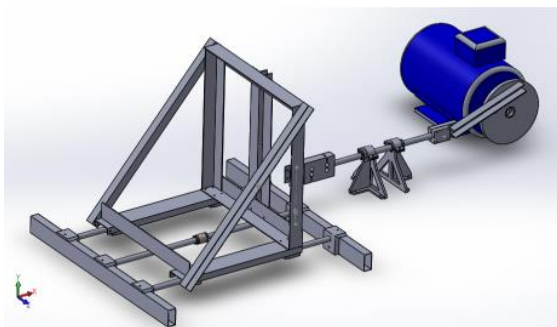


Figura 5- Diseño del banco de sloshing.

La instrumentación para el relevamiento de datos consistió en una celda de carga, un acelerómetro y un sensor óptico de

desplazamiento. Todos estos sensores fueron calibrados previamente.

Como primera tarea se obtuvieron las frecuencias naturales en un tanque cilíndrico para distintos niveles de llenado a fin de realizar una comparación con las frecuencias dadas por el modelo potencial. El tanque utilizado fue de geometría cilíndrica con un radio de 0,1329 metros y una altura de 0,3 metros.

Para censar la dinámica del fenómeno a distintas frecuencias se conectó el motor a un Inverter trifásico que nos permitió variar las revoluciones del motor según los requerimientos y así controlar la frecuencia de oscilación del tanque.

El procedimiento de prueba consistió en medir las fuerzas residuales posteriores a un estado de excitación permanente. Esto es, luego del cese de la excitación el fluido oscila libre en su frecuencia natural, y a partir de las mediciones tomadas de la celda de carga, y procesadas debidamente, se obtuvo la frecuencia a la cual oscila el líquido para distintos niveles de llenado del tanque.

Para medir las fuerzas residuales debidas al fenómeno, se aplicó al tanque una perturbación de tipo senoidal con una amplitud de 1,5 centímetros a una frecuencia cercana a la resonancia según cada nivel de llenado. Con esta frecuencia se logra la máxima amplitud de ola posible

(manteniéndose el régimen lineal), lo que conlleva que se registren los mayores niveles de fuerza en la celda de carga dándonos una mejor precisión en las mediciones.

Luego de alcanzar el estado estable y observar que la linealidad no haya sido sobrepasada, se detuvo la excitación y se registraron las fuerzas para los siguientes 10 segundos, donde el líquido oscila libremente a su frecuencia natural.

En la siguiente tabla se presentan los distintos niveles ensayados y la frecuencia de excitación correspondiente.

Nivel de llenado [mm]	Frecuencia de excitación [Hz]
65	1.3
90	1.35
110	1.4
130	1.4
155	1.6
175	1.65

Tabla 1- Frecuencia de excitación según el nivel de llenado.

Para obtener datos más fehacientes y una medida cuantitativa de la variabilidad presente en las mediciones, se realizaron cinco ensayos por cada nivel y se promediaron los resultados.

Resultados y discusión

Se presentan a continuación las fuerzas registradas por la celda de carga luego del cese de la excitación para cada uno de los niveles de llenado.

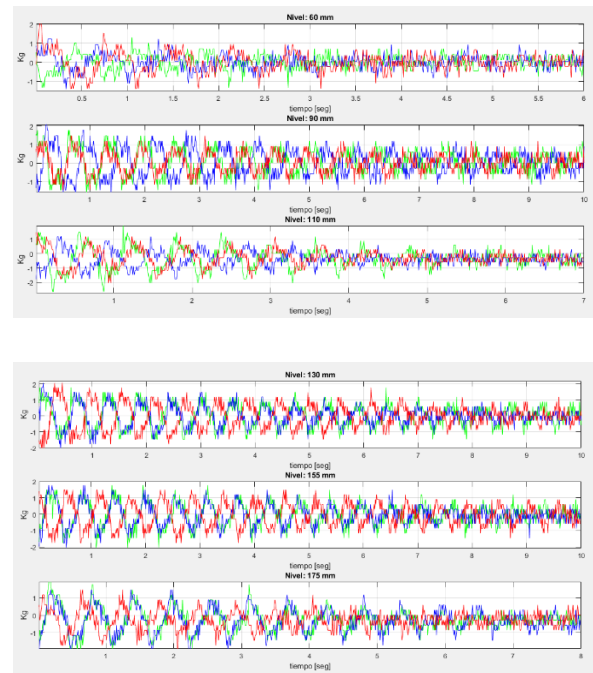


Figura 6– Fuerzas medidas en la celda de carga según nivel de llenado.

Para eliminar el ruido de alta frecuencia se filtró la señal mediante la función de Matlab 'lssmooth'. LSSMOOTH produce una atenuación del ruido de alta frecuencia minimizando una función costo. El usuario define el ancho de banda del filtro mediante el parámetro alterable 'tau'.

A continuación, se muestran las mediciones filtradas con un valor de $\tau = 20$, donde se ve como se eliminaron completamente las componentes de alta

frecuencia producto de ruidos e interferencias en las mediciones.

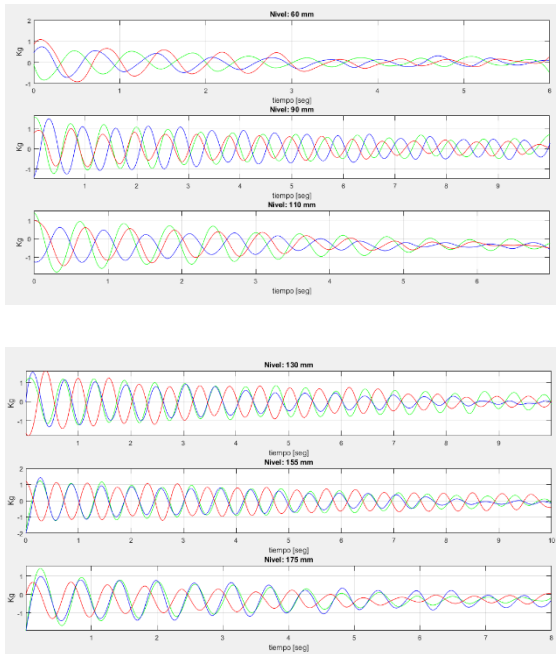


Figura 7– Señal filtrada.

El desfase observado entre las señales de un mismo nivel de llenado se debe a que la interrupción de la excitación con el consecuente inicio de grabación de los datos se produjeron en distintas partes del ciclo de oscilación.

Para obtener el contenido en frecuencia de la señal muestreada, se aplicó la transformada de Fourier y se graficó el espectro de frecuencias unilateral de cada una de las mediciones obtenidas.

A modo de ejemplo, se muestra en la siguiente imagen el espectro de las señales obtenidas para un nivel de llenado de 65

mm.

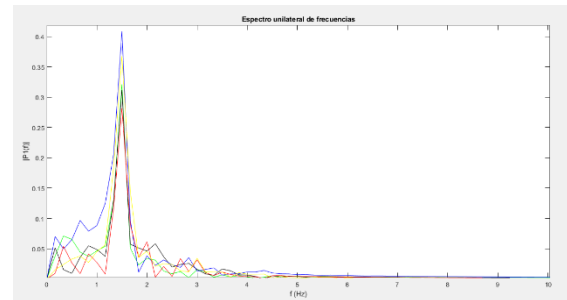


Figura 8– Densidad espectral de la señal de fuerza. Nivel: 65 mm.

Al calcular la descomposición espectral de frecuencias de una señal, vemos la energía en frecuencia que compone dicha señal. En este caso se ve que la energía se concentra en la banda de frecuencias de 1.3 a 1.7 Hz. Particularmente, el pico de máxima amplitud se da para una frecuencia de 1.5 Hz, la cual se asume como frecuencia de oscilación libre del líquido.

Para los demás niveles se realizaron las mismas operaciones. En la siguiente tabla se presentan las frecuencias naturales determinadas experimentalmente para los distintos niveles de llenado del tanque.

Método experimental	
Nivel de llenado [mm]	Frecuencia natural [Hz]
65	1.495
90	1.618
110	1.714
130	1.718
155	1.8
175	1.75

Tabla 2- Frecuencias naturales según nivel de llenado obtenidas experimentalmente.

Por otro lado, se obtuvieron las frecuencias naturales mediante la hipótesis de flujo potencial para la realizar comparación con las halladas experimentalmente.

Método de flujo potencial	
Nivel de llenado [mm]	Frecuencia natural [Hz]
65	1.571
90	1.708
110	1.769
130	1.805
155	1.83
175	1.841

Tabla 3- Frecuencias naturales según nivel de llenado obtenidas mediante el modelo potencial.

Se muestra en la siguiente imagen la comparación entre las frecuencias halladas

experimentalmente (x) y las obtenidas mediante el modelo potencial (o).

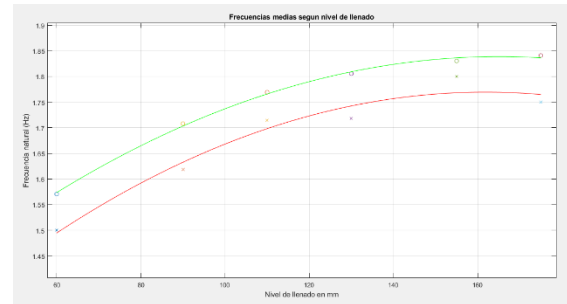


Figura 8- Comparación de frecuencias naturales.

Una medida cuantitativa de discrepancia entre métodos se puede obtener hallando el error relativo porcentual a la frecuencia medida experimentalmente. En la siguiente tabla se presenta este parámetro en función del nivel de llenado.

Nivel de llenado [mm]	Error relativo
	$E_{rel} = \left \frac{(\omega_{exp} - \omega_{pot})}{\omega_{exp}} * 100 \right $
65	5.08%
90	5.56%
110	3.2%
130	5.06%
155	1.66%
175	5.2%

Tabla 4- Error porcentual entre métodos.

En las siguientes imágenes se muestra la disposición final del banco de ensayos con

todos los instrumentos de medición incorporados.

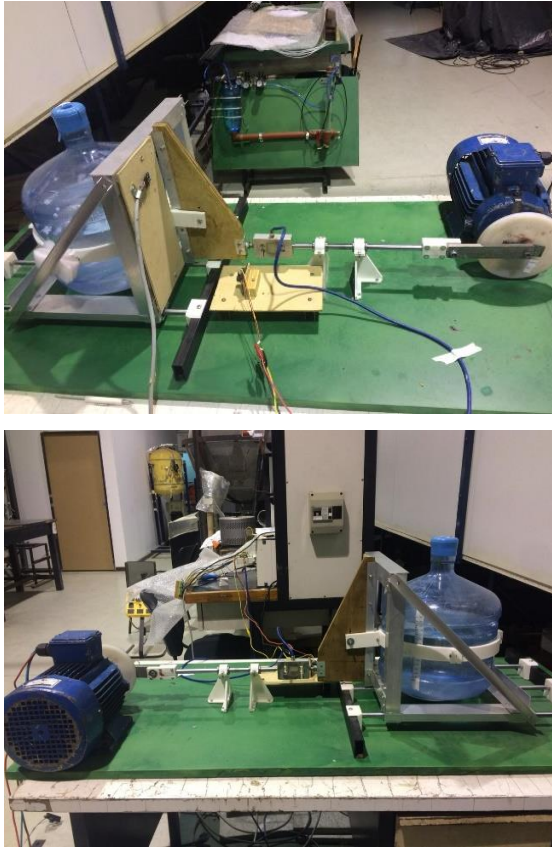


Figura 9– Disposición final del banco de ensayos.

Conclusiones

Se ha presentado una aproximación experimental al estudio del oleaje en tanques, el cual ha abarcado tanto la determinación de las frecuencias de oscilación libre del líquido contenido en un tanque de geometría cilíndrica con distintos niveles de llenado, como las fuerzas de oleaje desarrolladas para cada uno de estos niveles.

Las frecuencias naturales de oleaje mostraron tendencias consistentes, incrementándose a medida que el nivel de llenado era mayor.

Acerca de la aproximación teórica propuesta, basada en flujo potencial, las correlaciones indican que tal metodología puede emplearse para predecir las frecuencias naturales de oscilación en tanques de geometría cilíndrica, dado que el mayor error relativo entre las frecuencias obtenidas experimentalmente y las del modelo de flujo potencial del 5.2%.

Continuación de la línea de investigación

La primera tarea por desarrollar es la evaluación de las frecuencias naturales y fuerzas de oleaje para un tanque de geometría esférica y comparar los valores con los del tanque estudiado hasta aquí, a fin de visualizar la influencia de la geometría en el fenómeno bajo estudio.

Así mismo, se debe realizar un análisis estadístico más detallado de las mediciones obtenidas y mejorar el mecanismo de transmisión de movimiento para lograr la excitación armónica del tanque a fin de disminuir el ruido presente en las mediciones.

Esta línea de investigación se continua con el desarrollo y validación experimental de un modelo mecánico tipo péndulo que

resulte equivalente a la dinámica de sloshing estudiada hasta ahora. En más detalle, se obtendrán los parámetros pendulares utilizando el modelo potencial y experimental descritos anteriormente para su posterior comparación y validación.

Bibliografía

Dodge, F., (2000), *The new 'Dynamic Behavior of Liquids in Moving Containers'*, San Antonio, Texas: Southwest Research Institute.

Lance, T., (1966), *Analysis of Propellant Slosh Dynamics and Generation of an Equivalent Mechanical Model For Use in Preliminary Voyager Autopilot Design Studies*, Pasadena, California.

Sumner, I., (1965), *Experimentally Determined Pendulum Analogy of Sloshing in Spherical and Oblate-Spheroidal Tanks*, Cleveland, Ohio: Lewis Research Center.