

## EVALUACIÓN DE HERRAMIENTAS NUMÉRICAS PARA EL ESTUDIO DE LA CAVITACIÓN EN COJINETES HIDRODINÁMICOS TEXTURADOS

### EVALUATION OF NUMERICAL TOOLS FOR STUDY OF CAVITATION IN TEXTURED HYDRODYNAMIC BEARINGS

Jorge A. Palavecino<sup>a,b</sup>, Federico J. Cavalieri<sup>a,c</sup> y Santiago Márquez Damián<sup>a,c</sup>

<sup>a</sup>*Centro de Investigación de Métodos Computacionales (CIMEC-CONICET/UNL), Predio Dr. Alberto Cassano, Colectora Ruta Nac. N° 168, Km. 0, Paraje El Pozo, Santa Fe, Argentina, <https://santafe.conicet.gov.ar/cimec/>*

<sup>b</sup>*Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de la Patagonia San Juan Bosco (UNPSJB), Ruta Prov. N°1, Km. 4, Comodoro Rivadavia, Argentina, <http://www.ing.unp.edu.ar/>*

<sup>c</sup>*Universidad Tecnológica Nacional, FRSF, Lavaise 610, Santa Fe, Argentina, <http://www.frsf.utn.edu.ar/>*

**Palabras clave:** Lubricación, Cavitación, Texturas, Cojinetes Hidrodinámicos.

**Resumen.** El uso de texturas y cavidades de orden milimétrico es una activa área de estudio en la lubricación hidrodinámica. Las texturas corresponden a la alteración de las superficies por medio de oquedades de forma esférica, cilíndrica o de prismas de distintas bases tales como cuadrados o triángulos. En cuanto a las cavidades, estas se materializan mediante escalones o canales en la carcasa del cojinete. El mecanismo por el cual las texturas y cavidades mejoran la estabilidad en el funcionamiento dinámico de los cojinetes está todavía en discusión. Uno de los enfoques para el estudio de estos fenómenos es el uso de herramientas que resuelvan el flujo a dos fases en el huelgo del cojinete e incorporen los efectos de la cavitación. En este trabajo se analizan las potencialidades de un resolvidor basado en el método de Volumen de Fluido con modelos de vaporización Kunz, Schnerr-Sauer y Zwart-Gerber-Belamri. Los resultados obtenidos son alentadores dando una base sólida para la posterior incorporación de texturas en el modelo.

**Keywords:** Lubrication, Cavitation, Textures, Journal Bearings.

**Abstract.** The use of millimeter order textures and cavities is an active area of study in hydrodynamic lubrication. Textures correspond to the modification of surfaces by means of spherical, cylindrical cavities or prisms of different bases such as squares or triangles. As for the cavities, these are materialized by steps or channels in the bearing housing. The mechanism by which textures and cavities improve stability in dynamic bearing operation is still under discussion. One of the approaches to the study of these phenomena is the use of tools that resolve the two-phase flow in the bearing clearance and incorporate the effects of cavitation. In this work the potentialities of a solver based on the Volume of Fluid Method with vaporization models Kunz, Schnerr-Sauer and Zwart-Gerber-Belamri are analyzed. The results obtained are encouraging, giving a solid base for the subsequent incorporation of textures in the model.

## 1. INTRODUCCIÓN

Los cojinetes hidrodinámicos consisten en el conjunto Eje-Carcasa-Lubricante en el cual se apoyan muchos sistemas mecánicos. Estos permiten el movimiento rotativo entre sus partes reduciendo la fricción, el desgaste y el calentamiento. Su principio de funcionamiento se fundamenta en la lubricación hidrodinámica presente entre las superficies del eje y la carcasa que se encuentran separadas por una delgada película lubricante evitando el contacto metal-metal.

La existencia de este tipo de lubricación depende principalmente del estado de carga del rotor, de las condiciones de funcionamiento y las propiedades físicas del lubricante. El estudio del comportamiento de los cojinetes hidrodinámicos es de vital importancia para el diseño de maquinaria en relación al rendimiento asociado a las pérdidas por fricción. (Budynas y Nisbett, 2012).

La capacidad portante derivada de la presión en la película fluida puede ser generada por el propio movimiento de los elementos, por presurización externa, por *squeezing* (Hamrock, 1994), o por una combinación de estos. En todos los casos, el comportamiento fluido-dinámico está gobernado por las leyes del flujo viscoso (Vignolo, 2016).

La Figura 1 muestra un cojinete hidrodinámico típico con sus referencias geométricas. El cilindro interno (muñón) tiene radio  $r_b$  y rota con velocidad angular  $\omega_b$ . El cilindro externo (carcasa) está fijo y tiene radio  $r_a$ . El huelgo medio  $c$  se determina a partir de la diferencia de los radios. El desplazamiento del centro del cilindro interno  $O_b$  respecto a la posición concéntrica  $O_a$  se denomina excentricidad  $e$ . La excentricidad relativa  $\varepsilon$  se define como el cociente entre la excentricidad y el huelgo medio. La superficie sólida del muñón y de la carcasa del cojinete conforman un volumen convergente-divergente de espesor  $h(\theta)$  y longitud  $b$ , el cuál genera un incremento de la presión hasta alcanzar un pico máximo en inmediaciones del huelgo mínimo.

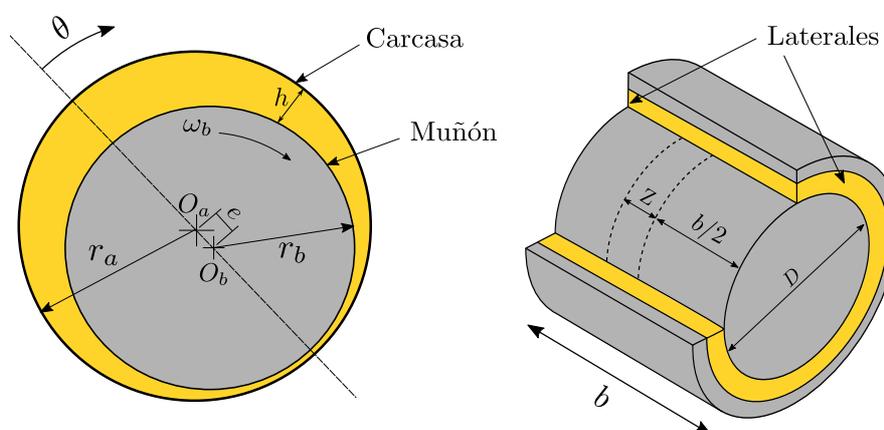


Figura 1: Referencias geométricas de un cojinete hidrodinámico.

El comportamiento de la película de fluida fue descrito por Reynolds (1886) a través de una ecuación diferencial en derivadas parciales que todavía no ha podido ser resuelta de forma exacta. La Ec. (1) muestra la ecuación de Reynolds en forma general, considerando a  $U$  como velocidad de la superficie del muñón,  $V_0$  como la velocidad del centro de masa del muñón,  $h$  al huelgo y a  $\rho$  y  $\mu$  como la densidad y viscosidad respectivas del lubricante. Para casos en estado estacionario o de cargas estáticas  $V_0 = 0$  (Pinkus y B. (1961), Szeri (2011), Khonsari y E.R. (2017)).

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6U \frac{\partial(\rho h)}{\partial \theta} + 12\rho V_0 \quad (1)$$

Se pueden obtener dos casos con solución analítica, ILJB: *Infinite Long Journal Bearing* (Cojinetes de Longitud Infinita) e ISJB: *Infinite Short Journal Bearing* (Cojinetes de Longitud Infinitamente Corta). La solución para el caso del cojinete con longitud infinita propuesta por Sommerfeld (1904) (Ec. 2), es una aproximación del campo de presiones para aquellos cojinetes donde la relación  $b/D \rightarrow \infty$ . Esta expresión considera la dependencia de la presión en la película fluida con la excentricidad relativa y el ángulo  $\theta$  para  $0 \leq \theta \leq 2\pi$ .

$$p(\theta) = 6\mu \left(\frac{r_b}{c}\right)^2 \left[ \frac{2\varepsilon \sin(\theta)(2 + \varepsilon \cos(\theta))}{(2 + \varepsilon^2)(1 + \varepsilon \cos(\theta))^2} W + \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon} \left[ \frac{1}{1 + \varepsilon \cos(\theta)} - \frac{1}{(1 + \varepsilon)^2} \right] \right] \quad (2)$$

En la región divergente se consideran presiones de igual magnitud pero signo contrario a las presentes en la zona convergente. En la práctica, la zona divergente genera una disminución de presiones que puede desarrollar valores absolutos menores que la presión de vapor del lubricante. La Ec. (2) está desarrollada considerando la variación temporal de las condiciones de funcionamiento siendo  $\dot{\varepsilon}$  la velocidad de desplazamiento a lo largo de la excentricidad y donde  $W = (\dot{\phi} - (\omega_a - \omega_b)/2)$  con  $\dot{\phi}$  como la velocidad de rotación del centro de masa del muñón  $O_b$  respecto de  $O_a$ . Para el caso de cargas estáticas  $\dot{\varepsilon} = \dot{\phi} = 0$ .

### 1.1. Cavitación en cojinetes hidrodinámicos

La ruptura de la película de fluido de los cojinetes hidrodinámicos debido a que la presión en la zona divergente disminuye por debajo de la presión del vapor del lubricante es conocida como cavitación del lubricante. Sus efectos sobre el rendimiento y la estabilidad del cojinete a carga constante son bien comprendidos en la literatura e incluyen el desgaste acelerado, presencia de vibraciones o disgregación del material (San Andrés, 2009).

La presencia de burbujas de vapor que generan una discontinuidad en la corriente fluida representan un desafío en la resolución de la ecuación de Reynolds (Braun y Hannon, 2010). El modelo más utilizado para considerar este fenómeno es la conocida como solución Half-Sommerfeld donde se aplica la misma Ec. (2) pero solo al intervalo  $0 \leq \theta \leq \pi$ . Para el intervalo  $\pi \leq \theta \leq 2\pi$  se fija el valor de presión igual a la presión de saturación del fluido  $p = p_{sat}$ .

Otra solución que considera la cavitación fue propuesta por Swift (1932) y Stieber (1933). Las condiciones de borde Swift-Stieber necesarias se muestran en las Ecs. (3). En esta solución el gradiente de presiones es cero en un determinado punto de la zona divergente ( $\theta_{cav}$ ) en donde se da inicio a la cavitación (Ec. 3a). Para toda la región de cavitación se considera una presión constante e igual a la presión de vapor o de referencia (Ec. 3b). La variable  $\theta_{cav}$  se obtiene a partir de métodos numéricos iterativos a partir de una expresión disponible en la bibliografía (Szeri, 2011). A diferencia del modelo Half-Sommerfeld, el modelo Swift-Stieber respeta la continuidad de la masa en la frontera de cavitación.

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \theta} \right|_{\theta_{cav}} = \left. \frac{\partial p}{\partial z} \right|_{\theta_{cav}} = 0 \quad (3a)$$

$$p(0) = p(\theta_{cav}) = p_{sat} \quad (3b)$$

Según lo agregado por Brewster et al. (1988), las condiciones de borde Swift-Stieber (también conocidas como condiciones de Reynolds) permiten obtener resultados razonablemente buenos

en la generación de la frontera de cavitación pero no en la regeneración de la película fluida, no entregan resultados satisfactorios bajo cargas dinámicas (Braun y Hannon, 2010).

Otro ejemplo, son las condiciones de borde *JFO*, formuladas por Jakobsson y Floberg (1957) y Olsson (1965) que consideran el movimiento de la frontera de gas-líquido. Este modelo puede aplicarse en situaciones de carga variable, donde las superficies pueden estar sometidas a movimientos de aplastamiento de la película de fluido (San Andrés, 2009).

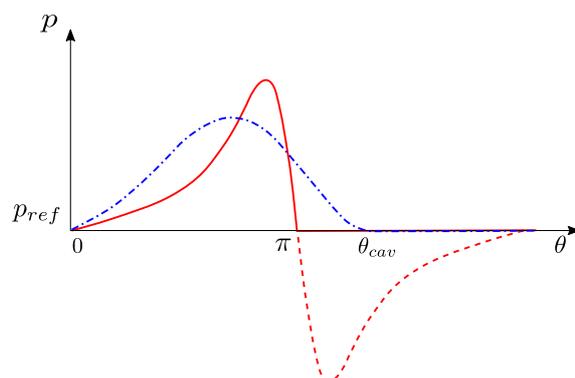


Figura 2: Comparación de los modelos Sommerfeld(- -), Half-Sommerfeld(-) y Swift-Stieber(...)

Las soluciones mencionadas anteriormente se aplican para resolver la ecuación de Reynolds con variaciones en las condiciones de borde que le permitan considerar la cavitación. Los modelos de Merkle et al. (1998), Sauer y Schnerr (2001) o Zwart et al. (2004) actúan directamente sobre la ecuación de Navier-Stokes mediante una ecuación de dinámica de las burbujas acoplada y otorgan resultados más reales pero requieren de mayores recursos computacionales. Estos tienen su base en la ecuación de Rayleigh-Plesset (Ec. 4), donde los términos de segundo orden se desprecian y,  $p_b$ ,  $R_b$  se corresponden con la presión en el interior de la burbuja y el radio. Luego,  $p$ ,  $\rho_l$ ,  $\mu_l$  son la presión, la densidad y la viscosidad dinámica del líquido que rodea a la burbuja y  $\sigma$  es la tensión superficial de la burbuja respectivamente. La ecuación de Rayleigh-Plesset asume que las burbujas son esferas perfectas y que los efectos térmicos son despreciables.

$$R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR_b}{dt} \right)^2 = \frac{p_b - p}{\rho_l} - \frac{2\sigma}{\rho_l R_b} - 4 \frac{\mu_l}{\rho_l R_b} \frac{dR_b}{dt} \quad (4)$$

## 1.2. Texturas en cojinetes hidrodinámicos

Las texturas corresponden a la alteración de las superficies por medio de perturbaciones bien definidas como pueden ser cavidades, surcos, huecos o ranuras de diferentes formas y tamaños. A diferencia de la rugosidad superficial, estas texturas no son aleatorias ya que son intencionales y pueden ser bien caracterizadas. Los beneficios que presentan aún están en discusión. En la literatura, puede encontrarse que actúan como depósitos de lubricante o como lugares de retención de partículas de desgaste, aunque todavía no se encuentran resultados experimentales consistentes (Gropper et al., 2016). Etsion y Burstein (1996) muestran que la cavitación localizada en las texturas debidamente colocadas produce un incremento de la capacidad de carga y que una selección del tamaño y la densidad de las texturas resulta crucial.

## 2. ANÁLISIS NUMÉRICO

### 2.1. Ecuaciones gobernantes

Para la resolución del flujo en el cojinete es necesario plantear en primera instancia la conservación de masa (Ec. 5). En ella  $\rho$  y  $\vec{V}$  son la densidad y el vector velocidad del fluido respectivamente.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (5)$$

En segunda instancia se plantea la ecuación de conservación de momento (Ec. 6), donde  $P$  es la presión estática,  $\bar{\tau}$  es el tensor de tensiones,  $\vec{g}$  es la aceleración de la gravedad y  $\vec{F}$  son las fuerzas externas actuantes sobre el sistema.

$$\frac{\partial(\rho \vec{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \otimes \vec{V}) = -\nabla P + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (6)$$

Donde el tensor de tensiones está dado por:

$$\bar{\tau} = \mu \left[ \left( \nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T \right) - (2/3) \nabla \cdot \vec{V} I \right] \quad (7)$$

Las expresiones matemáticas acopladas que representen a la cavitación o para la resolución del flujo dependerán del modelo utilizado. En general, la transferencia de materia entre los estados líquido y gaseoso se realiza a través de la siguiente relación:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \vec{V}) + \nabla \cdot (\rho_i \vec{V} \alpha_i (1 - \alpha_i)) = m^+ + m^- = \dot{m} \quad (8)$$

donde  $\alpha_i$  se corresponden con la fracción de vapor o de líquido según se desee (Niedzwiędzka et al., 2016). De igual manera ocurre con la densidad  $\rho_i$ . En este trabajo, se presenta el desarrollo para la fracción de líquido utilizando  $\alpha_l$  y  $\rho_l$ , por lo tanto,  $\dot{m}$  representa la suma de materia que se condensa ( $m^+$ ) o vaporiza ( $m^-$ ) producto de la cavitación. La propuesta presentada por Kunz et al. (2000), es una modificación del modelo Merkle et al. (1998) donde se definen los parámetros  $m^+$  y  $m^-$  tal como se muestra en las ecuaciones (9) y (10).

$$m^+ = \frac{C_c \alpha_l^2 \rho_v (1 - \alpha_l - \alpha_{ng}) \max[p - p_{sat}, 0]}{t_\infty} \quad (9)$$

$$m^- = \frac{C_v \rho_v \alpha_l \min[0, p - p_{sat}]}{0,5 \rho_l U_\infty^2 t_\infty} \quad (10)$$

donde  $C_v$  y  $C_c$  son constantes empíricas,  $\alpha_l$  y  $\alpha_{ng}$  son la fracción de líquido y de gas no condensable respectivamente, y  $t_\infty$  es el tiempo característico definido como el cociente entre la longitud y la velocidad características. En este caso de estudio  $\alpha_{ng} = 0$ .

Puede observarse que cuando  $p > p_{sat}$  el término que considera la disminución de la fracción de líquido ( $m^-$ ) es igual a 0 por lo que no ocurre cavitación. El modelo Sauer y Schnerr (2001) implementado en OpenFOAM define estos términos como:

$$m^+ = C_c \alpha_l (1 - \alpha_l) \frac{3 \rho_v \rho_l}{\rho_m R_B} \sqrt{\frac{2}{3 \rho_l |p - p_{sat}| + 0,01 p_{sat}}} \max[p - p_{sat}, 0] \quad (11)$$

$$m^- = C_v (1 + \alpha_{nuc} - \alpha_l) \frac{3 \rho_v \rho_l}{\rho_m R_B} \sqrt{\frac{2}{3 \rho_l |p - p_{sat}| + 0,01 p_{sat}}} \min[p - p_{sat}, 0] \quad (12)$$

donde  $\alpha_{nuc}$  es un parámetro numérico introducido para dar inicio a la nucleación de las burbujas y se determina de acuerdo a la Ec. (13). Cabe destacar que sin este término presente, independientemente de la presión en un líquido puro, el cambio de fase nunca ocurriría. De igual manera,  $0,01p_{sat}$  es un término adicional agregado para evitar que el denominador alcance la indeterminación en el punto donde se alcanza la presión de vapor.  $R_B$  se determina a partir de la Ec. (14) y depende de la densidad de formación de burbujas  $n_b$  y del diámetro del sitio de nucleación  $d_{nuc}$ . Los coeficientes  $C_c$  y  $C_v$  se establecen en 1 por defecto. Sobre la base de lo publicado por Riedel et al. (2014) estos parámetros se definen como  $C_c = 1$ ,  $C_v = 10$ ,  $n_b = 10 \times 10^8$  y  $d_{nuc} = 2 \times 10^{-6}$  m para el caso de cojinetes hidrodinámicos.

$$\alpha_{nuc} = \frac{\frac{1}{6}\pi n_b d_{nuc}^3}{1 + \frac{1}{6}\pi n_b d_{nuc}^3} \quad (13)$$

$$R_B = \left( \frac{3}{4\pi n_b} \frac{1 + \alpha_{nuc} - \alpha_l}{\alpha_l} \right)^{1/3} \quad (14)$$

La densidad y viscosidad de la mezcla se calculan a través de la regla de las fases:

$$\mu_m = \mu_l \alpha_l + (1 - \alpha_l) \mu_v \quad (15)$$

Por último, el modelo Zwart-Gerber-Belamri (ZGB) (Zwart et al., 2004) se describe en las Ecs. (16) y (17). Respecto al modelo Schnerr-Sauer presenta la simplificación de considerar el tamaño de la burbuja  $R_B$  constante. Sobre la base de lo publicado por Gao et al. (2014) y Zhang et al. (2015), para el caso de cojinetes hidrodinámicos que utilizan agua como fluido se definen  $R_B = 1 \times 10^{-6}$  m,  $r_{nuc} = 5 \times 10^{-4}$ ,  $F_v = 50$  y  $F_c = 0,01$ .

$$m^+ = F_c(1 - \alpha_l) \frac{3\rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3\rho_l} \frac{1}{|p - p_{sat}| + 0,01p_{sat}}} \text{máx}[p - p_{sat}, 0] \quad (16)$$

$$m^- = F_v r_{nuc} \alpha_l \frac{3\rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3\rho_l} \frac{1}{|p - p_{sat}| + 0,01p_{sat}}} \text{mín}[p - p_{sat}, 0] \quad (17)$$

### 3. RESULTADOS

#### 3.1. Aplicación en cojinetes lisos

Para la validación de los resultados obtenidos con los modelos de cavitación presentados, se utilizan como referencia los valores experimentales publicados por Jakobsson y Floberg (1957) y los resultados numéricos de Riedel et al. (2013) y Concli (2016) en cojinetes lisos. Las características del funcionamiento del cojinete y las condiciones de frontera utilizadas se muestran en las Tablas 1 y 2 respectivamente. Dentro del sistema el flujo es laminar con un número de Reynolds  $Re = 23$ . El perfil de presiones se evalúa a una distancia  $Z = 0,1 b$  respecto del plano medio del cojinete tal como se muestra en la Fig. 1.

$b/D$ [-]	$R_b$ [mm]	$c$ [mm]	$\varepsilon$ [-]	$\omega$ [ $s^{-1}$ ]	$\rho$ [ $kg \cdot m^{-3}$ ]	$\mu$ [Pa.s]	$p_{sat}$ [Pa]
1,33	50	0,146	0,6	48,1	840	0,0127	20 000

Tabla 1: Condiciones de funcionamiento utilizadas por Jakobsson. (Riedel et al., 2013)

	Velocidad	Presión	Fracción de volumen
Muñón	$\omega_b r_b$	$\partial p / \partial \vec{n} = 0$	$\partial \alpha / \partial \vec{n} = 0$
Carcasa	$\mathbf{0}$	$\partial p / \partial \vec{n} = 0$	$\partial \alpha / \partial \vec{n} = 0$
Laterales	$\partial \vec{u} / \partial \vec{n} = 0$	$P_a = 100 \text{ kPa}$	$\partial \alpha / \partial \vec{n} = 0$

Tabla 2: Condiciones de borde utilizadas

El solver utilizado es `interPhaseChangeFoam` aplicando el modelo Schnerr-Sauer, Kunz e implementando el modelo ZGB que ya fueron comentados. El dominio se discretizó utilizando elementos hexaédricos con una cantidad total de 2,75 millones de celdas. Se utilizaron 10 en la dirección radial, 1000 en la dirección circunferencial y 275 en la dirección axial. El problema se resolvió mediante cómputo paralelo dividiendo el dominio en 8 partes iguales. Cada una de las simulaciones se calcularon hasta alcanzar el equilibrio de la fase vapor. Para la resolución se utilizaron esquemas de segundo orden en espacio y en tiempo.

En la Fig. 3 se muestran las distribuciones de presión obtenidas con cada uno de los modelos de dinámica de burbujas mencionados en comparación con los resultados experimentales obtenidos por Jakobsson y Floberg (1957), los resultados numéricos obtenidos por Riedel et al. (2013) y la curva de presiones analítica Half-Sommerfeld. Se puede observar la buena aproximación de los modelos Kunz y Schnerr-Sauer y también una clara discrepancia con el modelo ZGB que alcanza valores de presión muy superiores a los consideradas aún por la curva Half-Sommerfeld.

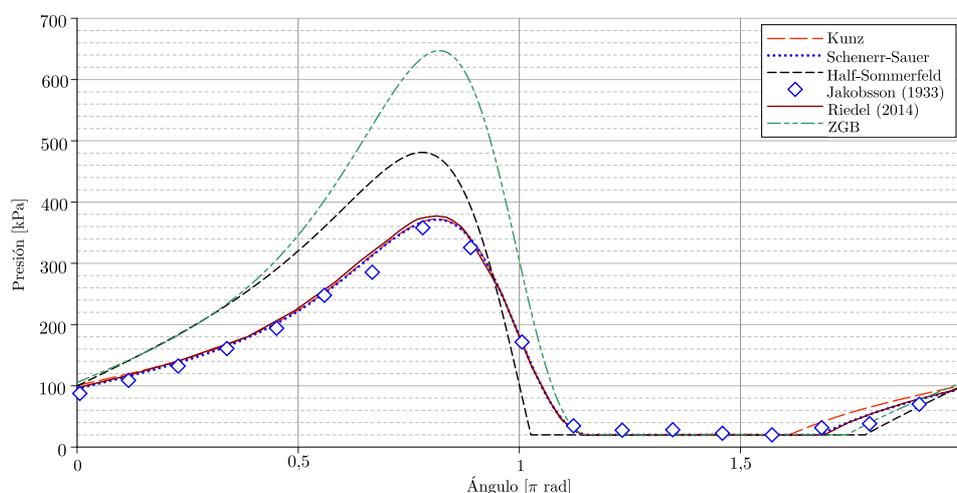


Figura 3: Distribución de presiones obtenidas para el cojinete utilizado por Jakobsson (1933).

El punto de ingreso en cavitación es bien capturado por todos los modelos. Respecto del comienzo de la recuperación de presiones se observan mayores diferencias. El modelo de Kunz presenta una recuperación más temprana de los valores por sobre la presión de vapor mientras que los demás tienden a retardarla. Esto se debe principalmente a que cada formulación presenta valores sensiblemente diferentes en cuanto a la tasa de vaporización y condensación que afectan en la velocidad de respuesta a los cambios de presión.

En cuanto a la tasa de vaporización todos los modelos devuelven valores que garantizan la cavitación en presencia de presiones inferiores a la presión de vapor. Respecto a la tasa de condensación las diferencias entre modelos son tales que afectan al punto de recuperación de presiones. En el caso del modelo de Kunz su tasa de condensación es varios ordenes mayor

que las de los demás modelos, sin embargo el estudio de este fenómeno excede los alcances de este trabajo. Las tasas de vaporización y condensación son fuertemente dependientes de los coeficientes  $C_v$  y  $C_c$  que en estos ejemplos no fueron modificados respecto de sus valores originales propuestos por los autores (Niedzwieddzka et al., 2016).

Si bien en los estudios previos realizados sobre la temática los autores ajustan estos coeficientes para cada caso de estudio, no se presenta un criterio homogéneo a partir del cual determinar si la corrección resulta apropiada, o sobre si puede aplicarse a otras geometrías.

Un estudio de sensibilidad de estos parámetros sobre la longitud cavitada fue realizado por Riedel et al. (2014) mostrando que una selección inapropiada puede llevar a longitudes cavitadas que difieren de la real. La sensibilidad de los modelos respecto del punto de recuperación de presión será objeto de estudios futuros.

### 3.2. Texturas

Para ilustrar la influencia de cada modelo ante geometrías con textura se plantea un cojinete plano con una de sus caras fijas y una cara móvil (Fig. 4). El huelgo entre las superficies es de  $5 \mu\text{m}$  y una longitud de 2 mm. La cavidad tiene una profundidad de  $3,1 \mu\text{m}$  y un largo de 0,84 mm. La velocidad de la superficie inferior es de 10 m/s hacia la derecha.

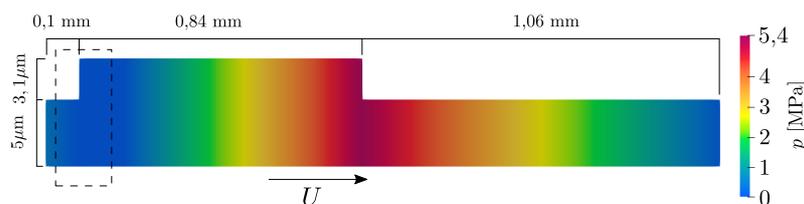


Figura 4: Distribución de presiones para el caso de superficies planas con una cavidad.

Para este caso, se utilizaron un total de 50 mil celdas hexaédricas con un tamaño máximo de  $1 \mu\text{m}$ . La figura 5 muestra la buena respuesta de los modelos Kunz y ZGB a la textura aplicada lo cual es coincidente con los resultados mostrados por Jiang et al. (2020) y Ausas et al. (2007). En este caso, el modelo Schnerr-Sauer no se comporta apropiadamente y predice presiones mayores a las esperadas. Los perfiles de presión de la figura son trazados tomando como puntos muestra una línea recta que cruza al cojinete a una altura de  $4,5 \mu\text{m}$ .

## 4. CONCLUSIONES

En este trabajo se analizaron los modelos de cavitación analíticos que consideran este fenómeno a partir de aplicar condiciones de borde a la ecuación de Reynolds y se los comparó con los métodos numéricos que implementan la dinámica de la formación de burbujas a la ecuación de Navier-Stokes. Se obtuvieron resultados numéricos para un cojinete que se contrastaron con resultados experimentales. Adicionalmente se aplicaron los modelos numéricos descriptos para el caso de dos superficies deslizantes con una cavidad que sienta las bases para el cálculo de cojinetes texturados.

Los modelos de cavitación fueron utilizados con sus formulaciones y coeficientes originales. En el caso del modelo Schnerr-Sauer esto coincide con el planteo del modelo el cual fue concebido como independiente de parámetros ajustables. Esto tuvo el objetivo de evaluar la viabilidad de los métodos ante cambios de parámetros físicos y en la geometría de los problemas a resolver.

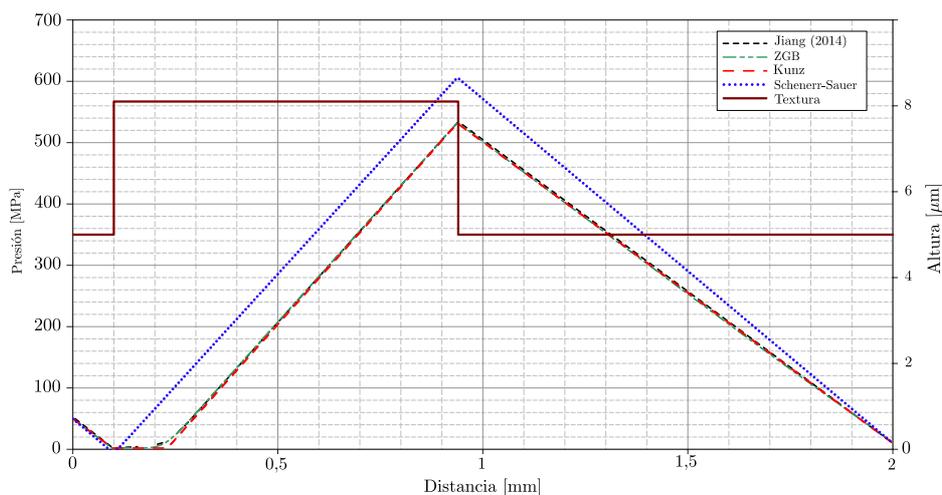


Figura 5: Distribución de presiones obtenidas mediante los métodos numéricos propuestos.

Si bien en las referencias citadas se ajustan los coeficientes de vaporización y condensación para cada caso de estudio no se presentan reglas para la selección de estos parámetros ni su sensibilidad, con lo cual la capacidad predictiva de los modelos de cavitación queda limitada a casos similares a los de referencia. Bajo estas condiciones el modelo que mejor ajusta los resultados de referencia tanto en el cojinete como en el caso de las superficies deslizantes es el de Kunz. La determinación de las capacidades de este modelo permite afrontar en el futuro problemas de mayor complejidad como el análisis de la dinámica de cojinetes utilizando texturas en la carcasa. El análisis comparativo del estudio de la cavitación mediante el enfoque por condiciones de borde y a través de modelos para el cambio de fase, así como su sensibilidad respecto al punto de recuperación de presiones presenta interés como trabajo futuro.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el financiamiento provisto por CONICET (Beca doctoral Jorge A. Palavecino), Universidad Tecnológica Nacional a través del proyecto PID-7704 “Estudio computacional de la cavitación en cojinetes hidrodinámicos” y a la ANPCyT mediante el proyecto PICT-2018-03106 “Simulación computacional de flujos particulados turbulentos aplicados a sistemas fluido-sólido y fluido-fluido”. Se reconoce también el aporte de los desarrolladores y las comunidades asociadas a los proyectos OpenFOAM®, Octave, Inkscape y Paraview® cuyas herramientas fueron utilizadas en este trabajo.

## REFERENCIAS

- Ausas R., Ragot P., Leiva J., Jai M., Bayada G., y Buscaglia G. The impact of the cavitation model in the analysis of microtextured lubricated journal bearings. *Transactions of the ASME*, 129:868–875, 2007.
- Braun M. y Hannon W. Cavitation formation and modelling for fluid film bearings: a review. *Engineering Tribology*, 224:839–863, 2010.
- Brewe D., Ball J., y Khonsari M. Current research in cavitating fluid films. *STLE Annual Meeting, NASA TM-103184*, 08:25–26, 1988.
- Budynas R. y Nisbett J. *Diseño en ingeniería mecánica de Shigley*. McGraw-Hill, 2012.
- Concli F. Pressure distribution in small hydrodynamic journal bearings considering cavitation: a numerical approach based on the open-source CFD code OpenFOAM®. *Lubrication Science*,

- 28:329–347, 2016.
- Etsion I. y Burstein L. A model for mechanical seals with regular microsurface structure. *Tribology Transactions*, 39:677–683, 1996.
- Gao G., Z. Y., D. J., y X. Z. Numerical analysis of plain journal bearing under hydrodynamic lubrication by water. *Tribology International*, 75:31–38, 2014.
- Gropper D., Wang L., y Harvey T. Hydrodynamic lubrication of textured surfaces: A review of modeling techniques and key findings. *Tribology International*, 94:509–529, 2016.
- Hamrock B. *Fundamentals of fluid film lubrication*. McGraw-Hill, 1994.
- Jakobsson B. y Floberg L. *The finite Journal Bearing, considering vaporization*. Chalmers Univ. Technology, 1957.
- Jiang S., Ji H., Feng D., Li Q., Wu S., y Chen Z. Analysis and optimisation of grooved parallel slider bearings with cavitation. *Meccanica*, 55:1379–1391, 2020.
- Khonsari M. y E.R. B. *Applied tribology: bearing design and lubrication, 3rd edition*. John Wiley & Sons Ltd, 2017.
- Kunz R., Boger D., Stinebring D., T.S. C., Lindau J., Gibeling H., Venkateswaran S., y Govindan T. A preconditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction. *Computers & Fluids*, 29:849–875, 2000.
- Merkle C., Feng J., y Buelow P. Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation. *Third International Symposium on Cavitation*, 1998.
- Niedzwiedzka A., G.H. S., y W. S. Review of numerical models of cavitating flows with the use of the homogeneous approach. *Archives of thermodynamics*, 37:71–88, 2016.
- Olsson K. *Cavitation in dynamically loaded bearings*, volumen 308. Chalmers Univ. Technology, 1965.
- Pinkus O. y B. S. *Theory of hydrodynamic lubrication*. Mc-Graw Hill, 1961.
- Reynolds O. On the theory of lubrication and its application to mr. beachuamp tower's experiments including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Philos. Trans. R. Soc. A.*, 177:157, 1886.
- Riedel M., Schmidt M., Reinke P., y Nobis M. Redlich M. Application of computational fluid dynamics on cavitation in journal bearings. *EPJ Web of Conferences*, 67:1–8, 2014.
- Riedel M., Schmidt M., y Stücke P. Numerical investigation of cavitation flow in journal bearing geometry. *EPJ Web of Conference*, 45:1–4, 2013.
- San Andrés L. *Liquid cavitation in fluid film bearings. Class notes on Modern Lubrication*. College Station (TX): Texas A&M University, 2009.
- Sauer J. y Schnerr G. Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics. *4th International Conference on Multiphase Flow*, 2001.
- Sommerfeld A. Zur hydrodynamische theorie der schmiermittelreibung. *Zeit Math. Phys.*, 50:97–155, 1904.
- Stieber W. *Das Schwimmlager: Hydrodynamische Theorie des Gleitlagers*. VDI-Verlag, 1933.
- Swift H. The stability of lubricating films in journal bearings. *Proc. Inst. Civil. Engrs.*, 233:267–288, 1932.
- Szeri A. *Fluid film lubrication, 2nd edition*. Cambridge University Press, 2011.
- Vignolo G. *Estudio teórico-experimental de cojinetes hidrodinámicos en condiciones reales de uso*. Tesis de Doctorado, Universidad Nacional del Sur, 2016.
- Zhang X., Yin Z., Gao G., y Li Z. Determination of stiffness coefficients of hydrodynamic water-lubricated plain journal bearings. *Tribology International*, 85:37–47, 2015.
- Zwart P., Gerber A., y Belamri T. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *Fifth International Conference on Multiphase Flow*, 2004.