

ESTABILIDAD DE ZONAS FLOTANTES AXILSIMÉTRICAS

Resumen

En este trabajo se presentan la formulación y un conjunto de datos gráficos de las formas de equilibrio y los límites de estabilidad de zonas flotantes axilsimétricas. El análisis de la estabilidad está basado en la bifurcación de configuraciones estáticas y proporciona el mínimo volumen que puede contener un puente líquido, y el modo de rotura. Los soportes extremos que se consideran son: discos iguales, discos desiguales, placas planas y soportes paraboloidales.

1. Introducción

En gran variedad de aplicaciones aparecen pequeños volúmenes de líquidos, en contacto con contornos sólidos, y algunos fenómenos básicos como la histéresis capilar no están aún completamente resueltos. La utilización de grandes volúmenes de líquido bajo gravedad reducida permite llevar a cabo análisis más detallados, mientras que plataformas orbitales como el Spacelab proporcionan el medio apropiado para la experimentación.

En este marco, este artículo presenta algunos resultados teóricos sobre los límites de estabilidad, que son de gran valor en la comprensión de otros fenómenos más difícilmente controlables.

El modelo utilizado es muy simple: sólo se consideran formas de equilibrio que satisfacen la ecuación de Laplace de la presión capilar, que en forma adimensional viene dada por:

$$K + P + Wr^2/2 - Bz = 0 \quad (1)$$

siendo K la curvatura media local en un punto en la superficie libre, P una constante relacionada con el origen de presiones, W el número de Weber de la rotación impuesta, B el número de Bond impuesto debido a la microgravedad residual, y r y z las coordenadas radial y axial. Las expresiones explícitas de W y B dependerán de la longitud elegida para adimensionalizar.

Las dos constantes de integración que aparecen debido al operador diferencial de segundo orden K , más la constante P , han de ser sustituidas imponiendo tres condiciones de contorno: una en cada superficie de contacto del puente con los soportes sólidos, y el valor del volumen de líquido, que se supone controlable.

Se consideran dos diferentes tipos de condiciones de contorno (Figura 1): puntos extremos fijos (fronteras del líquido ancladas a un borde sólido) y puntos extremos libres con ángulo de contacto fijo; este último tipo de condición parece ser el menos controlable en la práctica.

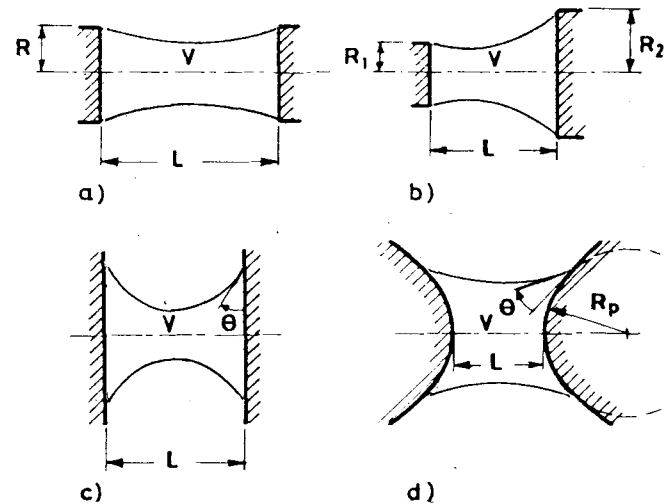


Fig. 1.— Geometría de los puentes considerados: a) discos iguales, b) discos desiguales, c) placas planas, d) soportes paraboloidales.

Las formas de equilibrio de puentes axilsimétricos con $W = B = 0$ pertenecen al conjunto de las superficies de revolución de curvatura constante (de Plateau), lo que reduce grandemente el esfuerzo de encontrar el límite de estabilidad que aquí se obtiene dibujando cada posible punto de equilibrio en un diagrama volumen-esbeltez y comprobando que la energía libre de tales puntos es un mínimo (esta idea aparecerá más clara en los diferentes casos que se describen a continuación con detalle).

2. Discos iguales

En este caso se toma como unidad de longitud el radio de los discos, R , siendo entonces $W = \rho\Omega^2 R^3/\sigma$ y $B = \rho gR^2/\sigma$ en la Ecuación 1. Se introducen además dos variables adimensionales: la esbeltez del puente, $\Lambda = L/(2R)$ y el volumen, $v = V/R^3$. La configuración está determinada por el radio de los discos, R , su separación, L , y el volumen de líquido, V (véase Figura 1a), y las propiedades del medio fluido que son la diferencia de las densidades, ρ , y la tensión superficial, σ , con el fluido exterior (una atmósfera gaseosa u otro líquido como en la tectónica del tanque de Plateau).

En ausencia de rotación y de gravedad, es decir, para $W = B = 0$, con $v = 2\pi\Lambda$, se obtiene la solución trivial de la forma cilíndrica, que es estable cuando $0 \leq \Lambda \leq \pi$ como es sabido desde hace más de un siglo. El cilindro es también la forma estable cuando existe rotación como sólido rígido con $W \neq 0$, suponiendo que no se sobrepasa una cierta relación $f(\Lambda, W) = 0$; la expresión exacta de f se da en la Ref. 1 y para W

pequeño es aproximadamente $\Lambda = \pi (1 - W/2)$.

Cuando hay presente una microgravedad axial, es decir, se tiene $B \ll 1$, con $W = 0$ y $v = 2\pi\Lambda$, el cilindro $r = 1$ deja de ser solución de equilibrio, deformándose en la forma (Ref. 2)

$$r = 1 + B \left(\frac{1}{\text{sen}\Lambda} - \frac{\pi}{2\Lambda} \right) \text{sen} \frac{\pi z}{\Lambda} \quad 0 \leq z \leq 2\Lambda \quad (2)$$

siendo el límite de estabilidad para B pequeño $\Lambda = \pi [1 - (9B/4)^{3/2}]$, dado en la Ref. 3.

El diagrama de estabilidad completo volumen-separación, en ausencia de rotación y de gravedad se da en la Ref. 4, y si sólo se consideran volúmenes ligeramente distintos del cilíndrico, es decir, para $W = B = 0$ con $v - 2\pi\Lambda \ll 1$, la combinación $F(\Lambda, v)$ que define a la región de estabilidad puede aproximarse por $\Lambda = \pi [1 + (v - 2\pi\Lambda)/4]$; este exceso de volumen fuerza al cilindro $r = 1$ a deformarse en la forma (Ref. 2).

$$r = 1 + \frac{v - 2\pi\Lambda}{2\pi\Lambda} \frac{1 - \cos\Lambda}{4\text{sen}\Lambda - 2\cos\Lambda} \text{sen} \frac{\pi z}{2\Lambda} \quad 0 \leq z \leq 2\Lambda \quad (3)$$

Por otro lado, si se impone una deformación inicial al cilindro en el caso $W = B = 0$, con $v = 2\pi\Lambda$, se produce una evolución dinámica, excepto en el caso límite de que coincida con la forma de equilibrio inestable, Figura 2, descrita en la Ref. 2, que puede aproximarse por

$$r^2 = 1 + \left[\frac{4}{\sqrt{3}} \lambda^{1/2} \left(1 - \frac{25}{24} \lambda \right) \right] \text{sen} \frac{\pi z}{\Lambda} \quad 0 \leq z \leq 2\Lambda \quad (4)$$

donde $\lambda = 1 - \Lambda/\pi$. Se utiliza el cuadrado de r para extender el rango de validez de la Ecuación 4 puesto que así se verifica la condición $v = \text{constante}$ para cualquier Λ .

En conclusión, la influencia de las perturbaciones anteriores en el conocido límite de estabilidad $\Lambda = \pi$ para un puente cilíndrico anclado a sus bordes se entiende mejor por la reducción que imponen en la máxima esbeltez obtenible

$$\Lambda_{\text{max}} = \pi \left[1 - \frac{W}{2} - \left(\frac{9}{4} B \right)^{3/2} - \frac{3}{16} a^2 + \frac{v - 2\pi\Lambda}{4\pi} \right] \quad (5)$$

donde a representa la amplitud de una perturbación sinusoidal impuesta. Aún cuando la Ecuación 5 es una aproximación lineal, hay que hacer notar que la dependencia exacta con todos los efectos mencionados, supuestos aislados, es conocida (Refs. 2 y 5). Resultados referentes a la inestabilidad en rotación en modo-C que aparece para $\Lambda < \sqrt{3}\pi/2$ se pueden encontrar en la Ref. 3.

3. Discos desiguales

Sea w la relación entre el diámetro del disco pequeño y el del disco grande (Figura 1b); $w = 1$ recupera el análisis para discos iguales. La forma del puente, $r = r(z)$ se puede describir mejor (en un sistema de coordenadas internas usado para las curvas de Plateau) como $r = r(\alpha, \phi)$ y $z = z(\alpha, \phi)$, donde α representa la curvatura que caracteriza la curva, y ϕ sirve para generar puntos a lo largo de ella. Con el origen en un máximo y su ordenada tomada como longitud unidad, las expresiones de los puntos de la curva (r,z), el ángulo de la pendiente, γ , y el volumen v y el área de la superficie s hasta esta sección vienen dadas por:

$$\begin{aligned} r(\alpha, \phi) &= \sqrt{1 - \text{sen}^2 \alpha \text{sen}^2 \phi} \\ z(\alpha, \phi) &= \text{cos}\alpha F(\alpha, \phi) + E(\alpha, \phi) \\ |\gamma(\alpha, \phi)| &= \text{arc cos} \frac{r + \text{cos}\alpha/r}{1 + \text{cos}\alpha} \end{aligned} \quad (6)$$

$$v(\alpha, \phi) = \frac{\pi}{3} \left| r\sqrt{(1-r^2)(r^2 - \text{cos}^2 \alpha)} - z\text{cos}\alpha + 2(1 + \text{cos}\alpha)^2 E(\alpha, \phi) \right|$$

$$s(\alpha, \phi) = 2\pi(1 + \text{cos}\alpha) E(\alpha, \phi)$$

donde F y E son las integrales elípticas de primera y segunda clase. La única curva de Plateau no incluida en esta formulación es la catenoide, pero su estudio es mucho más simple y se hace aparte.

La idea es saber cuál de las varias formas de equilibrio posibles es la estable (en algún entorno), para valores predefinidos de R_1, R_2, L y V (radios de los discos, separación entre ellos y volumen de líquido). El procedimiento es como sigue; una vez fijado $w = R_1/R_2$, un barrido bidimensional en α y ϕ permite calcular los parámetros adimensionales

$$\frac{L}{R_1 + R_2} = \frac{z(\alpha, \phi') - z(\alpha, \phi)}{r(\alpha, \phi') + r(\alpha, \phi)} \quad (7)$$

$$\frac{V}{(R_1 + R_2)^3} = \frac{v(\alpha, \phi') - v(\alpha, \phi)}{[r(\alpha, \phi') + r(\alpha, \phi)]^3} \quad (8)$$

$$\frac{S}{(R_1 + R_2)^2} = \frac{s(\alpha, \phi') - s(\alpha, \phi)}{[r(\alpha, \phi') + r(\alpha, \phi)]^2} \quad (9)$$

con ϕ' dado por la condición de que la relación entre los diámetros de los discos sea w,

$$w = \frac{\sqrt{1 - \text{sen}^2 \alpha \text{sen}^2 \phi'}}{\sqrt{1 - \text{sen}^2 \alpha \text{sen}^2 \phi}} \quad (10)$$



Fig. 2.—Desviaciones extremas respecto del cilindro $r=1$ correspondientes a formas de equilibrio inestable de volumen cilíndrico $v = 2\pi\Lambda$. Se han dibujado los valores máximo y mínimo del radio r y de la sección recta r^2 en función de la esbeltez del puente Λ . La línea discontinua corresponde a la aproximación dada por la Ecuación 4.

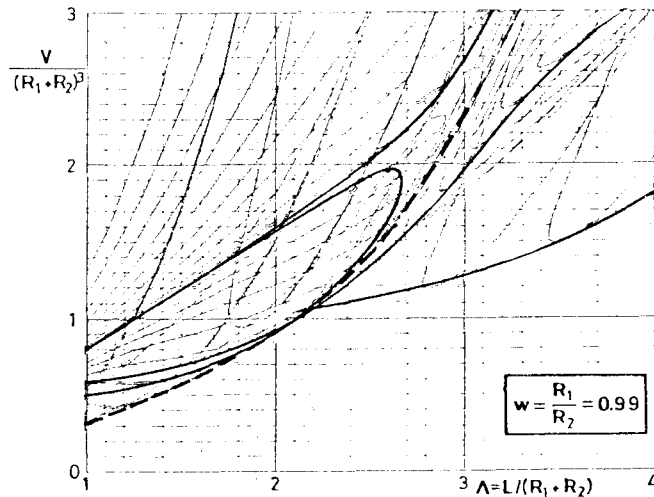


Fig. 3.—Diagrama volumen-separación para una relación $w = 0.99$ entre los diámetros de los discos. Las líneas finas corresponden a las diferentes curvas de Plateau ($\alpha = \text{constante}$). Las líneas gruesas corresponden a puentes con un ángulo en el borde del disco igual a $\pi/2$. La línea discontinua es el límite de estabilidad.

Si entonces se dibuja $V/(R_1 + R_2)^3$ en función de $L/(R_1 + R_2)$ como muestra la Figura 3 para $w = 0.99$, aparece una curva de mínimo volumen. La Figura 4 es un resumen de este límite de estabilidad, el más importante desde el punto de vista práctico, para distintas relaciones de los diámetros de los discos, w (los límites de volumen máximo se tratan de la misma forma).

Normalmente, el mínimo local del volumen será el límite de estabilidad; para verificarlo, las parejas (α, ϕ) de $L/(R_1 + R_2)$ constante pueden seleccionarse a partir del diagrama volumen-separación y representar el área de la superficie $S/(R_1 + R_2)^2$ (igual a la energía libre adimensional del sistema) en función de $V/(R_1 + R_2)^3$. El verdadero límite de estabilidad resultará evidente, como se muestra en la Figura 5, donde el procedimiento mencionado antes ha sido desarrollado en dos casos, $\Lambda = 1.5$ y $\Lambda = 2.5$ con $w = 0.99$ para comparar con la Figura 4.

Otras conclusiones que pueden obtenerse del análisis de configuraciones con discos desiguales son que puentes cortos rompen con ángulos en ambos bordes menores que $\pi/2$, mientras que puentes largos lo hacen con uno inferior y otro superior a $\pi/2$. Por otra parte, el cuello de rotura siempre se forma acerca del disco más pequeño (esto queda indeterminado con discos iguales). Finalmente, el desprendimiento del borde para puentes cortos cuando disminuye el volumen siempre tiene lugar en el disco más grande.

La mayor parte de los resultados anteriores pueden ser entendidos fácilmente si se comparan con el caso de discos iguales en el caso especial $V = \pi L(R_1 + R_2)^2/4$, correspondiendo con la evolución cilíndrica $V = \pi R^2 L$ para discos iguales. La configuración del mapa de bifurcaciones se esquematiza en la Figura 6, donde se toma como variable de bifurcación el ángulo de contacto, θ , con el disco más grande. En cierto sentido, este efecto es similar al de una pequeña gravedad axial para discos iguales (el papel del disco inferior lo representa aquí el disco más pequeño).

Finalmente, la diferencia en el diagrama de bifurcación con separación entre los discos constante se muestra en la Figura 7, donde la cúspide simétrica inestable encontrada para $\Lambda > 2.13$ con discos iguales se ve que proporciona un nuevo mínimo local en el volumen.

4. Placas con bordes libres

El modelo casi-estático de una línea trifásica (en la intersección de la interfase fluido-fluido con el contorno sólido) como una frontera de ángulo de contacto constante parece ser más bien pobre y estar lejos de la evidencia experimental, pero debido a su simplicidad es una suposición usual y se va a seguir aquí.

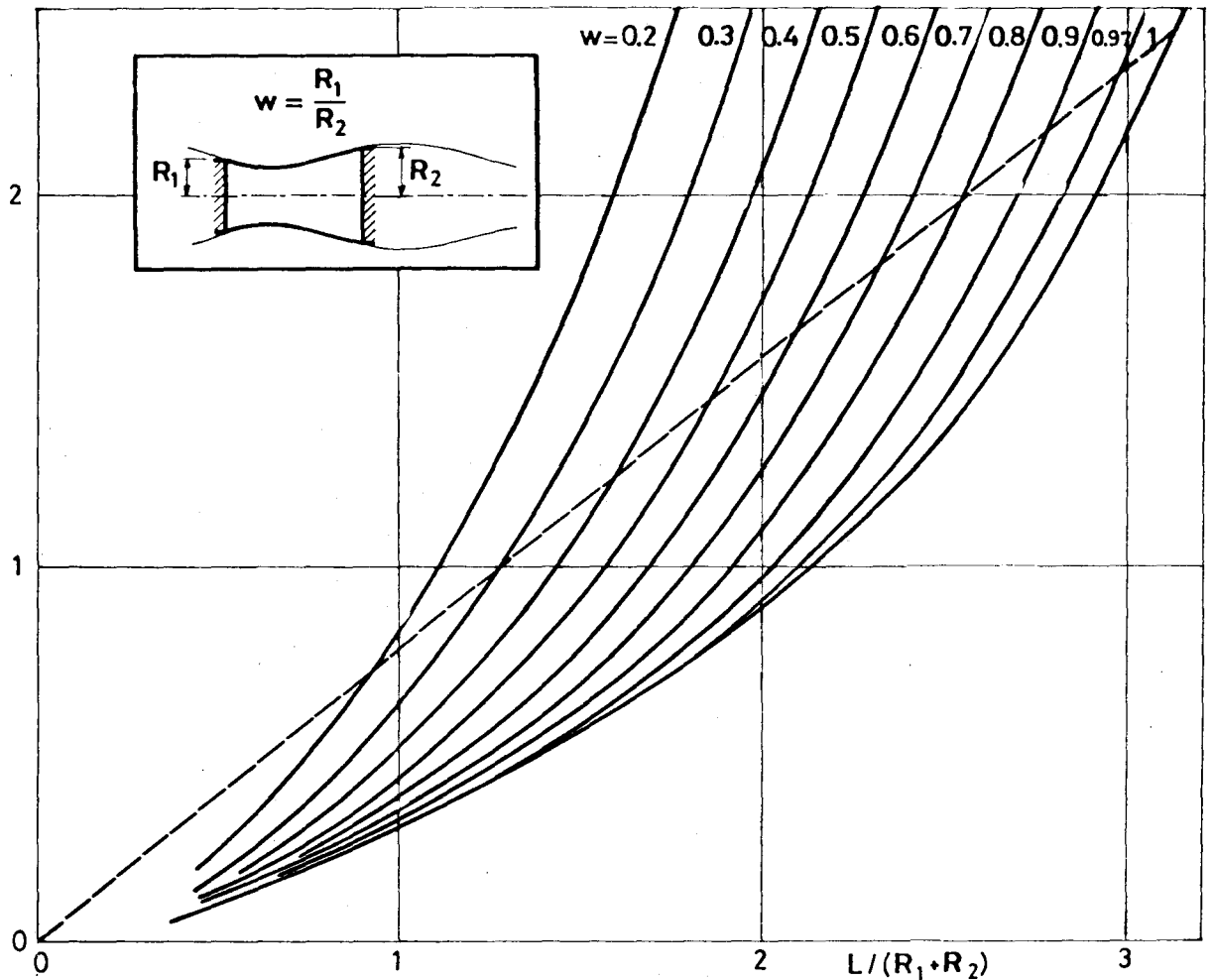


Fig. 4.— Límites de estabilidad para varias relaciones entre los diámetros de los discos, w , mostrando el mínimo volumen de líquido para un puente de longitud L . La línea discontinua corresponde a configuraciones cilíndricas ($v = \pi(R_1 + R_2)^2 L/4$).

Utilizando la única longitud que aparece en el problema, L , como unidad, la geometría queda especificada en la práctica dando el ángulo de contacto θ y el volumen adimensional V/L^3 (véase Figura 1c). Puesto que θ es el complementario del ángulo de la pendiente, γ , dado en la Ecuación 6, y debido a su dependencia tan simple con α y ϕ (pues no aparecen integrales elípticas) el procedimiento, aunque similar al expuesto para discos desiguales, se puede llevar a cabo de una forma directa.

Para θ dado, el máximo $\alpha \in (-\pi, 0)$ que puede acomodar al puente es $\alpha_m = -2 \operatorname{arctg} \sqrt{\cos \theta}$, de forma que un simple barrido en α es suficiente para obtener el gráfico $(S/L^2,$

$V/L^3)$ a partir del cual se deduce el límite de estabilidad. Hay que hacer notar que ahora S representa el área superficial efectiva, $S = S_{\text{liq-gas}} - S_{\text{liq-sol}} \cos \theta$, que coincide (en variables adimensionales) con la energía libre del sistema. Esto se ha desarrollado en la Figura 8 para dos ángulos de contacto: 10 y 45 grados.

El procedimiento es como sigue: se calcula el radio para el θ conocido y el α seleccionado a partir de

$$r = a(1 \pm \sqrt{1 - \cos \alpha / a^2}) \quad \text{donde } a = \frac{\sin \theta (1 + \cos \alpha)}{2} \quad (11)$$

(hay dos soluciones). Después de esto, el correspondiente ϕ

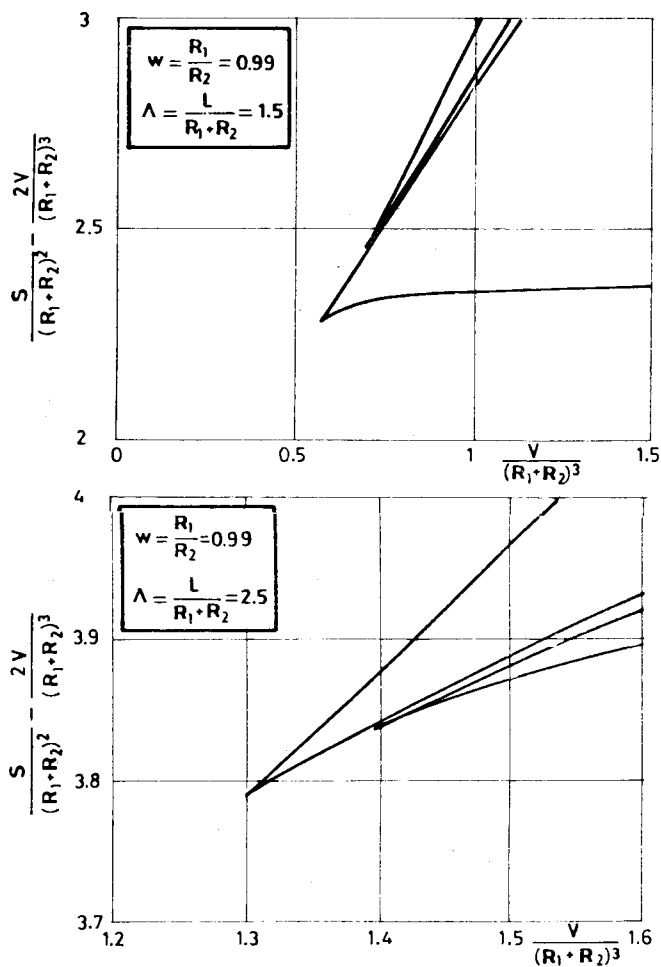


Fig. 5.—Energía libre (área superficial), S, de un puente líquido entre discos con relación entre sus diámetros $w = 0.99$ en función del volumen, V, para separación Λ constante. El desplazamiento en las ordenadas es para realzar el gráfico.

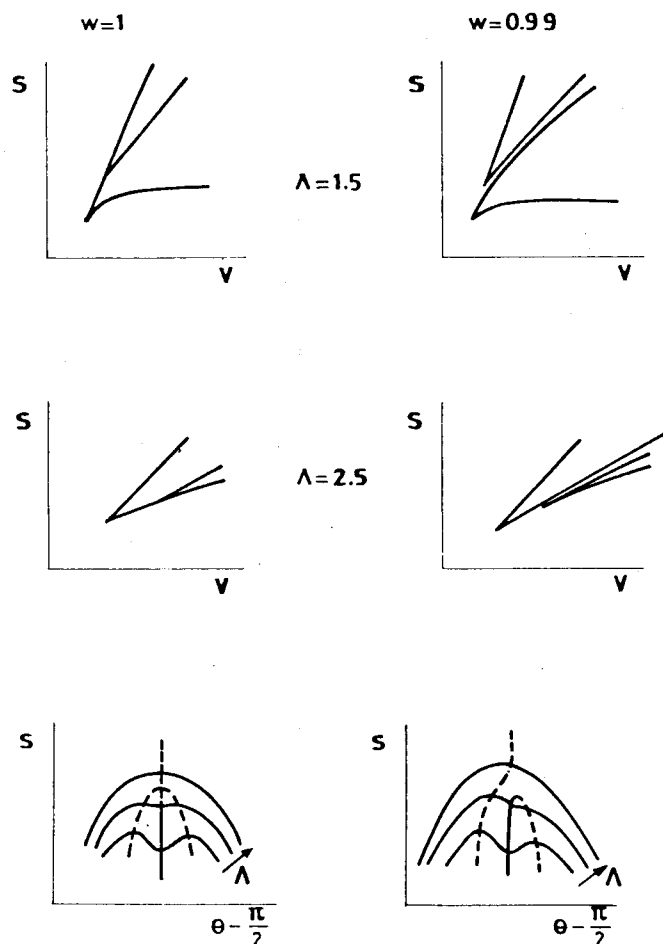


Fig. 6.—Comparación de la bifurcación en el límite de estabilidad para puentes cilíndricos ($V = \pi(R_1 + R_2)^2 L / 4$) entre discos iguales, $w = 1$, y discos desiguales con relación entre sus diámetros $w = 0.99$.

que define la curva de Plateau se calcula a partir de

$$\phi = \arctan \sqrt{\frac{1 - r^2}{r^2 - \cos^2 \alpha}} \quad (12)$$

(uno para cada r obtenido de la Ecuación 11). Una vez que se conoce (α, ϕ) , el diagrama $V/L^3 - S/L^2$ se puede calcular por medio de

$$\frac{V}{L^3} = \frac{v(\alpha, \phi') - v(\alpha, \phi)}{[z(\alpha, \phi') - z(\alpha, \phi)]^3} \quad (13)$$

$$\frac{S}{L^2} = \frac{s(\alpha, \phi') - s(\alpha, \phi)}{[z(\alpha, \phi') - z(\alpha, \phi)]^2}$$

donde r, z, v y s están dados por la Ecuación 6 y ϕ' está relacionado con el ϕ dado por la Ecuación 12 de la siguiente manera: $\phi' = -\phi$ para puentes en forma de barril, $\phi' = \pi - \phi$ cuando tienen forma de huso y ϕ' igual al otro valor dado por la Ecuación 12 para formas no simétricas.

El límite de estabilidad, es decir, el mínimo volumen para un puente estable se resume en la Figura 9 en función del

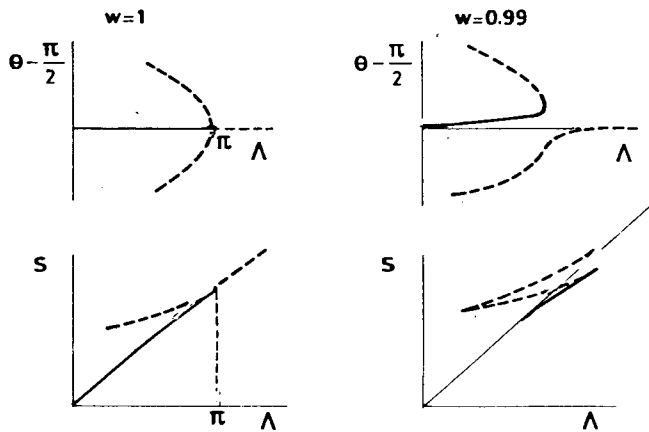


Fig. 7.— Energía libre en función del volumen, mostrando el efecto de una pequeña diferencia en el diámetro de los discos para separación entre ellos constante, $\Lambda = 1.5$ y $\Lambda = 2.5$.

ángulo de contacto. Las características más relevantes son el mínimo volumen para $\theta = 0$ ($V/L^3 = 0.98$), el de una rotura catenoidal (que ocurre con $\theta = 15^\circ$ y $V/L^3 = 0.77$), el de una rotura cilíndrica (que ocurre con $\theta = \pi/2$ y $V/L^3 = 1/\pi$, correspondiente a $L = \pi R$, como se muestra en la Ref. 5) y el hecho de que la rotura es simétrica para $\theta < 31.1^\circ$, formándose dos gotas iguales, y asimétrica para $\theta > 31.1^\circ$, de una forma similar a como ocurre en el caso de bordes anclados con discos iguales.

No obstante, las evoluciones casi-estáticas se ven mejor en la Figura 10, donde aparece la variación de la forma cuando se inyecta o se extrae líquido.

5. Soportes paraboloidales

Una extensión interesante del problema anterior con bordes libres es considerar placas extremas curvas como un modelo para puentes líquidos formados en un medio poroso parcialmente lleno de líquido. Se consideran soportes paraboloidales convexos por ser los de tratamiento más sencillo. En este contexto, la geometría queda definida dando el radio R_p del vértice de los paraboloides (Figura 1d), la separación L entre los vértices, el ángulo de contacto, θ , de la interfase en el contorno sólido y el volumen V de líquido. Puesto que θ y R_p se suponen fijos, los dos únicos parámetros adimensionales que hay que considerar con L/R_p y V/R_p^3 y, como antes, la idea es obtener el límite de estabilidad.

Como en los casos anteriores, la forma de la interfase se describe mejor en términos de las variables internas (α, ϕ) de las curvas de Plateau (Ecuación 6). En esta escala, el radio r_p

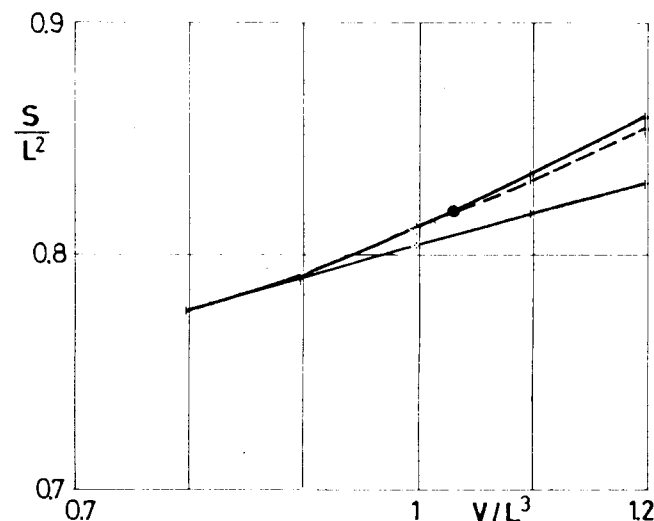
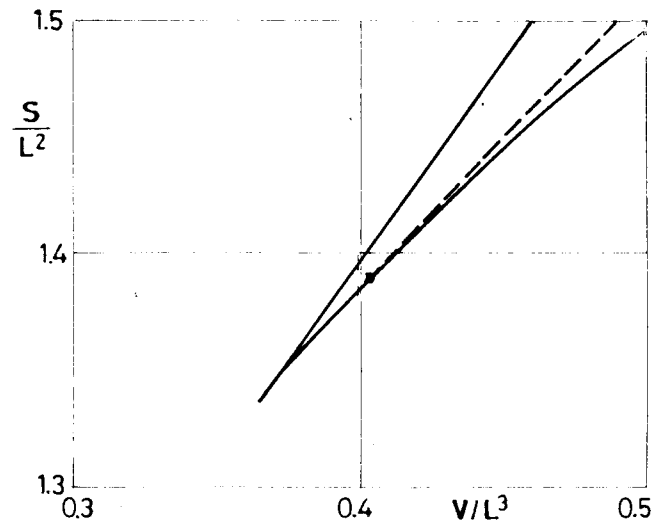


Fig. 8.— Energía libre (área superficial efectiva) en función del volumen para un puente con bordes libres con ángulo de contacto θ constante. La línea discontinua corresponde a formas asimétricas respecto del plano medio entre los discos.

del vértice del paraboloide es

$$r_p(\alpha, \phi) = r(\alpha, \phi) \operatorname{tg}[\theta - \gamma(\alpha, \phi)] \quad (14)$$

donde r y γ vienen dados por la Ecuación 6. Las expresiones para L/R_p , V/R_p^3 y S/R_p^2 en este caso toman la forma

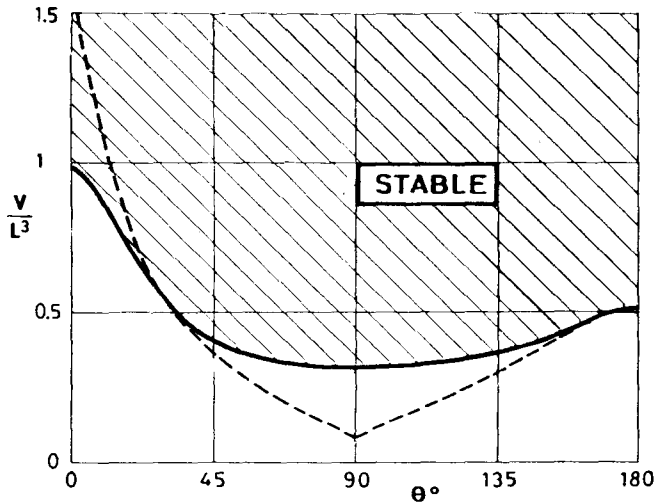


Fig. 9.—Mínimo volumen estable adimensional, V/L^3 , para un puente líquido con ángulo de contacto θ constante (véase Figura 1c).

$$\frac{L}{R_p} = \frac{z(\alpha, \phi') - z(\alpha, \phi)}{r_p(\alpha, \phi)} - \frac{r^2(\alpha, \phi') + r^2(\alpha, \phi)}{2r_p^2(\alpha, \phi)} \quad (15)$$

$$\frac{V}{R_p^3} = \frac{v(\alpha, \phi') - v(\alpha, \phi)}{r_p^3(\alpha, \phi)} - \frac{\pi[r^4(\alpha, \phi') + r^4(\alpha, \phi)]}{4r_p^4(\alpha, \phi)}$$

$$\frac{S}{R_p^2} = \frac{s(\alpha, \phi') - s(\alpha, \phi)}{r_p^2(\alpha, \phi)} - \frac{2\pi}{3} \left[\left(1 + \frac{r^2(\alpha, \phi')}{r_p^2(\alpha, \phi)}\right)^{3/2} + \left(1 + \frac{r^2(\alpha, \phi)}{r_p^2(\alpha, \phi)}\right)^{3/2} - 2 \right]$$

donde los últimos términos tienen en cuenta el efecto de la convexidad de los paraboloides.

Siguiendo el mismo procedimiento descrito antes para discos desiguales, se obtienen los siguientes resultados. Los puentes largos se rompen de una forma asimétrica cuando la forma se aproxima a un período completo de las curvas de Plateau, siendo esto aplicable a líquidos con ángulos de contacto grandes ($\theta > 45^\circ$) en los soportes sólidos. En particular, las zonas cilíndricas formadas cuando el volumen de líquido es el apropiado para que la interfase se sitúe en el punto donde la forma paraboloidal proporcione directamente el ángulo de contacto, rompen cuando la longitud de la interfase es $2\pi R$, donde el volumen es menor que $\pi R^2/L$ debido a la convexidad de los paraboloides (línea a en la Figura 11). Las zonas cortas, que se obtienen normalmente con ángulos de contac-

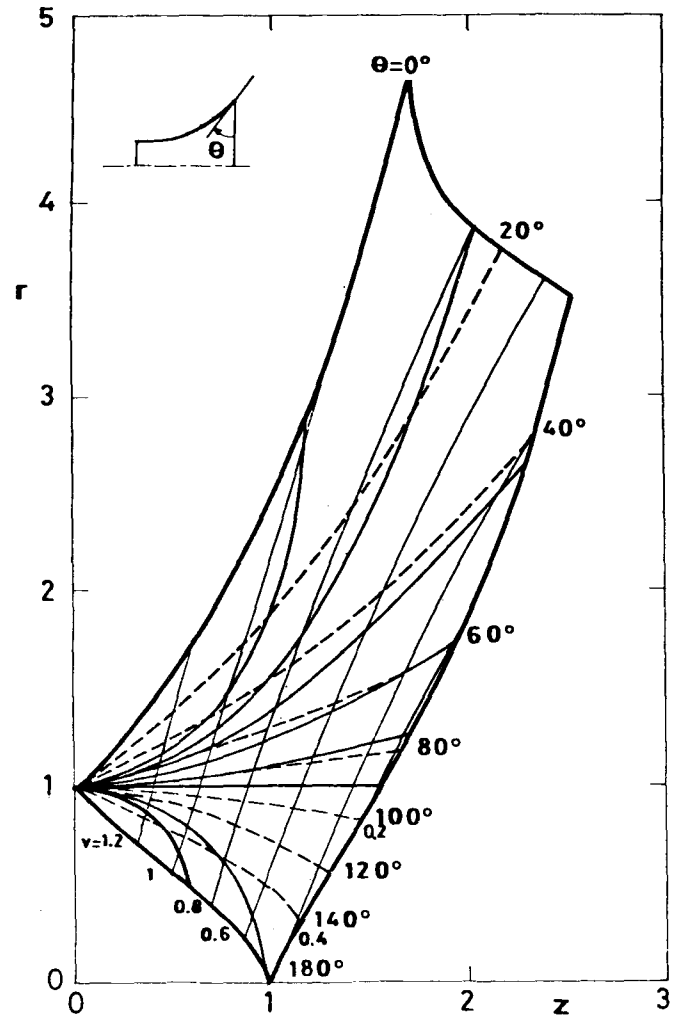


Fig. 10.—Diagrama de estabilidad para formas con ángulo de contacto θ constante. Para un θ y un volumen $v = V/L^3$ dados, la línea fina correspondiente es la mitad de la forma, como se muestra en el esquema. Moviéndose a lo largo de líneas con θ constante se pueden ver las sucesivas formas que siguen a la inyección o extracción de líquido.

to pequeños, se rompen en forma simétrica. Los límites de estabilidad para configuraciones con ángulos de contacto 30° , 60° ó 90° aparecen dibujados en la Figura 11, donde el punto A que separa las roturas simétricas (para $L < L_A$) de las asimétricas ($L > L_A$) corresponde al caso de 60° , para 30° aparecería fuera de los límites de la figura y para 90° se confunde con el origen.

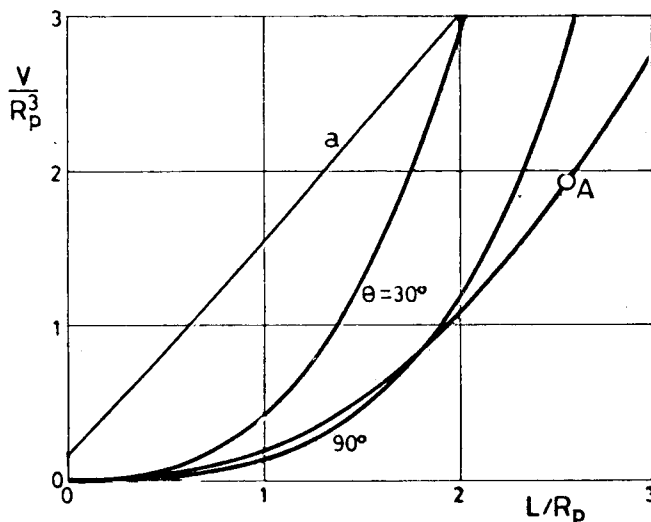


Fig.11.—Límites de estabilidad para puentes líquidos con ángulo de contacto θ constante entre soportes paraboloidales. Para $\theta = 60^\circ$ la línea *a* corresponde a formas cilíndricas, y separa la región superior de puentes en forma de barril de la inferior de puentes en forma de huso. El punto A separa los modos de rotura simétricos (por debajo) y asimétrico (por encima).

6. Conclusiones

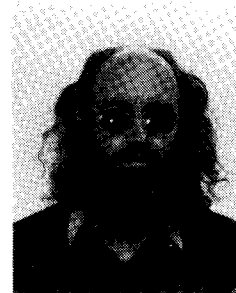
El primer paso en la comprensión de la evolución de la interfase fluida es localizar la forma de dicha superficie, desarrollando análisis de equilibrio y estabilidad, que aquí se han hecho para algunas configuraciones de interés. Como conclusión general, las zonas largas pierden su estabilidad a través de un modo asimétrico y degeneran en dos gotas distintas, mientras que las zonas cortas tienden a estrangularse de una forma simétrica proporcionando dos gotas iguales. Como era de esperar, las imperfecciones impuestas a puentes con discos iguales, introducen desviaciones en la evolución de tales puentes teniendo consecuencias muy similares: reducción de los límites de estabilidad, desviación preferente hacia roturas no simétricas claramente definidas, etc.

Cuando el puente no tiene sus fronteras ancladas a bordes agudos, los límites de estabilidad se reducen casi a la mitad (en esbelteces alcanzables, por ejemplo). Los problemas prácticos asociados con el avance y retroceso de las líneas de contacto parecen, sin embargo, poner en duda la validez de los resultados para puentes con línea de contacto libre.

Este trabajo ha sido subvencionado por la Comisión Nacional de Investigación del Espacio (CONIE).

Referencias

- Martínez, I., 1978. "Floating zone: equilibrium shapes and stability criteria", *COSPAR Space Research XVIII*, 519-522.
- Martínez, I., 1978. "Hidrostatica de la zona flotante", Tesis Doctoral, Universidad Politécnica de Madrid.
- Vega J.M. & Perales, J.M., 1983. "Almost-cylindrical isorotating liquid bridges for small Bond numbers", in *ESA SP-191*.
- Da Riva I. & Martínez, I., 1979. "Floating zone stability (Exp. 1-ES-331)", *ESA SP-142*, 67-74.
- Boucher E.A. & Evans M.J.B. 1980., "Properties of fluid bridges between solids in a gravitational field", *J. Colloid Interf. Sci.*, 75, 409-418.
- Martínez, I., 1976. "Floating zone under reduced gravity: axisymmetric equilibrium shapes", *ESA SP-114*, 277-282.



Isidoro Martínez Herranz
 Doctor Ingeniero Aeronáutico
 Adjunto de Termodinámica en la ETSIA
 Colabora desde 1974 en los estudios
 sobre el comportamiento de fluidos
 en microgravedad, que se realizan en
 el Laboratorio de Aerodinámica
 de dicha escuela.

