

8 FUERZAS SOBRE CUERPOS SUMERGIDOS EN UNA CORRIENTE.

8.1 Descripción general.

Ya mencionamos que a lo largo de la placa plana embestida por una corriente, la capa límite continúa creciendo en la dirección corriente abajo, cualquiera sea la longitud de la placa ya que el gradiente de presiones en el sentido de la corriente es nulo.

Cuando la presión disminuye corriente abajo, como en el caso ya visto de la esfera (Fig. 7.2.2) desde el punto de estagnación hasta el vértice de 90° , la capa límite tiende a mantener un espesor constante y muy bajo (del orden de la décima de milímetro para aire) y corresponde a la zona de presión en disminución (gradiente de presión favorable) y velocidades en aumento.

Pero ante un gradiente de presiones adverso, es decir, cuando la presión comienza a aumentar nuevamente, después del vértice, el espesor de la capa límite crece rápidamente.

El gradiente adverso y la tensión de corte en la pared disminuyen la cantidad de movimiento de la capa límite y producen el incremento del espesor, y si esto se produce sobre una longitud suficiente, hacen que la capa límite llegue al reposo, apareciendo una tangente vertical en el perfil de la velocidad, punto en el cual $\partial u / \partial y = 0$ fenómeno que se denomina “separación”, como se ilustra en la figura siguiente:

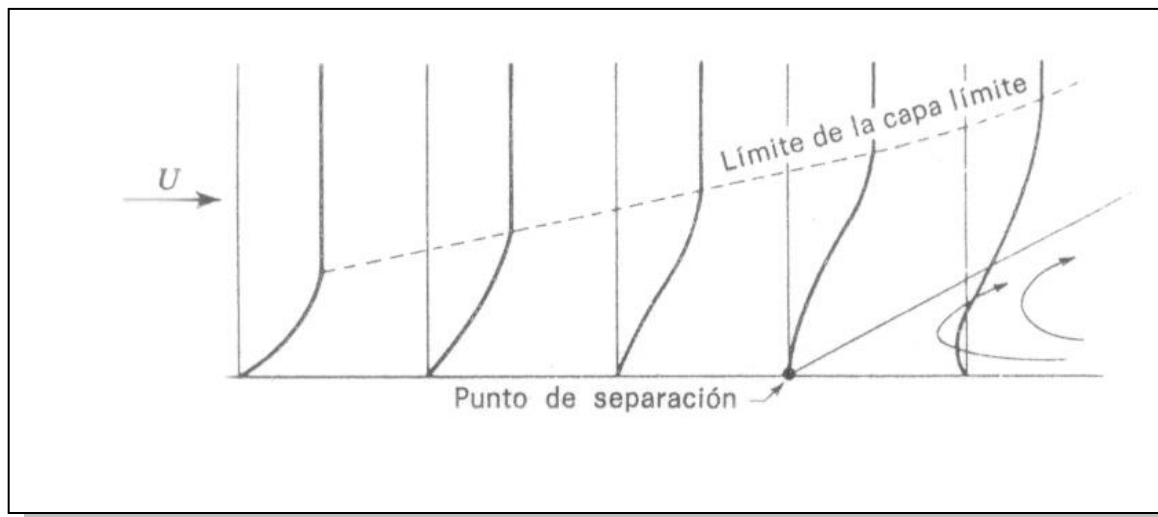


Fig.8.1.1

Antes de seguir adelante tome en cuenta que en el dibujo de la figura de arriba, el perfil de velocidades de la capa límite está tan ampliado que la superficie del sólido de hombro curvo, parece recta, pero no pierda de vista el concepto que si la superficie es plana el fenómeno de separación no se produce, aunque la capa límite aumente indefinidamente su espesor con el aumento de x .

A partir de la separación, el gradiente adverso obliga al fluido a cambiar de dirección cerca de la pared, es decir se produce un retroceso. Esta región que se separa de la pared, produce remolinos, y se forma una región particular de flujo que se llama “estela de remolinos”.

La energía cinética se gasta en esto y el nivel de presión no puede recuperarse totalmente, como se ve en la figura 7.2.2, entonces la diferencia neta de presión entre ambas caras de la esfera genera una fuerza de resistencia neta o también llamada “Resistencia de forma” en el sentido corriente abajo, o de los x positivos.

La Resistencia de Forma debe distinguirse de la otra forma de resistencia debida exclusivamente a la fricción superficial dada por las tensiones tangenciales producidas por la viscosidad, dentro de la capa límite, llamada resistencia de fricción o resistencia pelicular y tendremos en general:

$$\text{Resistencia de arrastre} = \text{Resistencia de forma} + \text{Resistencia de fricción superficial}.$$

No obstante la formación de la separación y la aparición de la calle de remolinos, como veremos más adelante puede en el caso de movimientos en Re altos producir menos al arrastre que el aumento excesivo del espesor de la capa límite turbulenta y tiene en estos casos un efecto beneficioso.

Si la separación y el crecimiento de espesor de capa límite turbulenta pueden evitarse, entonces la capa límite permanece delgada y la presión es casi recuperada totalmente corriente abajo. En éste caso, la pérdida o resistencia, es debida casi exclusivamente al efecto pelicular o rozamiento de fricción.

Pero en general, cuando hay separación, la presión recuperada es mucho menor, con lo cual el Δp entre proa y popa es mayor, y se crea la resistencia adicional, que llamamos “Resistencia de Forma” o por su terminología en inglés: Drag.

8.2 Ley de Rayleigh de la resistencia de Forma:

Cuando estudiamos las leyes de semejanza, hicimos un ejemplo que permitía hallar las relaciones entre grupos adimensionales para calcular el arrastre o resistencia al avance de un cuerpo esférico en un fluido. El análisis nos llevó a obtener la relación genérica siguiente entre dos números adimensionales, el número Euler y el número Reynolds.

$$\left(\frac{F}{D^2 V^2 \rho}\right) = k_1 \left(\frac{\rho V D}{\mu}\right)^{d_1} \rightarrow Eu = k_1 (Re)^{d_1}$$

Lord Rayleigh observó que la equivalencia es aplicable en el rango de fluidos incompresibles a cualquier forma sumergida en una corriente y no solamente a esferas.

La longitud característica D puede ser generalizada a cualquier dimensión lineal característica del objeto. Como él estaba interesado en el análisis de fuerzas netas resistentes en objetos tales como placas curvadas, rescribió la equivalencia Eu, Re de la siguiente manera:

$$F = k_1 \rho D^2 V^2 \cdot \left(\frac{\rho V D}{\mu}\right)^{d_1} = \frac{1}{2} \rho V^2 S \cdot k_2 (Re)^{d_1} = C_D \frac{1}{2} \rho V^2 S \quad 8.2.1$$

En la cual cambió la constante k_1 por $\frac{1}{2} k_2$, lo que siempre puede hacerse, de manera que en la relación aparezca el valor de la presión de impacto $\left(\frac{1}{2} \rho V^2\right)$ o presión en el punto de estagnación, ver la ec. [7.2.2].

A su vez, cambió la relación de productos de dos medidas lineales D^2 por S , es decir, una dimensión superficial, por ejemplo, el área transversal de la esfera en la dirección normal a la corriente, y a la relación funcional $k_2 Re^{d_1}$ la llamó C_D (coeficiente de arrastre, o drag coefficient), no perdiendo de vista el hecho de que no es una constante, sino una función del número Re , o que toma el valor de una constante para cada Re dado.

8.3 Coeficientes de Rozamiento:

Dado lo anterior, a partir de la fórmula de resistencia de forma para un cuerpo sumergido en una corriente: $F = C_D \frac{1}{2} \rho V^2 S$, si conocemos el coeficiente de rozamiento $C_D = f(Re)$ para esa familia de objetos, con ésta sola curva podemos obtener la respuesta sobre la resistencia de cualquier objeto de la familia.

La determinación de coeficientes de resistencia puede hacerse recurriendo a la teoría o a la experimentación. Es posible obtener C_D teóricamente para pocos casos y a velocidades muy bajas, por ejemplo, para esfera en $Re < 1$ (flujo altamente viscoso), u objetos extremadamente pequeños, en el cual la resistencia $R = (3\pi\mu)VD$, que es la ley de Stokes, si se expresa en la forma Rayleigh sería:

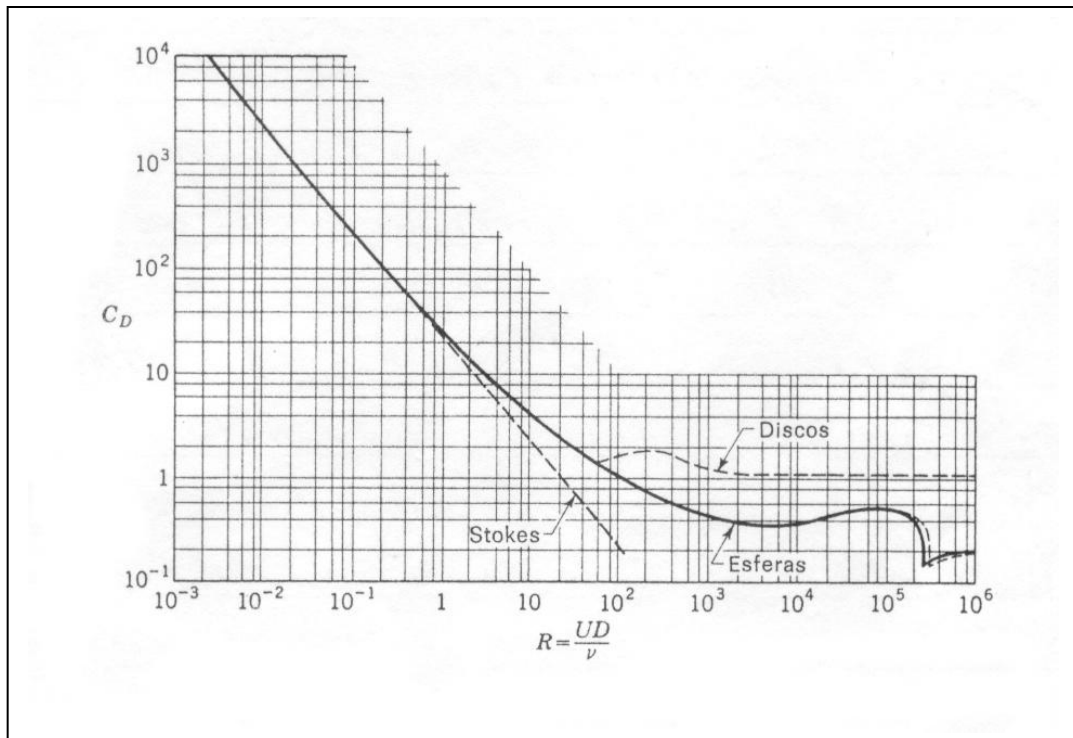
$$R = C_D \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 S$$

Con $S = \pi D^2 / 4$, para la forma esférica, entonces resulta que: $C_D = \frac{24}{Re}$, ya que:

$$R = \frac{24}{\rho V D} \cdot \frac{1}{2} \rho V^2 \cdot \frac{\pi D^2}{4} = (3\pi \mu) V \cdot D$$

Este es uno de los pocos casos en los cuales podemos hallar el coeficiente de rozamiento de forma, valiéndonos solamente de la teoría, pero el resultado es válido si $Re < 1$, lo que para el aire significa esferas muy pequeñas o velocidades muy bajas o ambas cosas a la vez.

La figura siguiente muestra la variación completa de C_D con Re para la esfera sin rotar; el rango cubierto es muy grande de 10^{-3} a 10^6 de Re , por esta razón se usa el papel doble logarítmico lo que hace que una hipérbola como $24/Re$ aparezca como una recta.



En el gráfico de la Fig.8.3.1, para esferas lisas, se observa que el fenómeno de la separación ocurre aproximadamente a $4 \cdot 10^5$ de número Re ., allí el C_D baja bruscamente debido a que al aumentar el número de Re (velocidad de la corriente mayor, para un diámetro dado) la capa límite turbulenta, comienza antes del vértice, y dentro aún de la zona del gradiente de presiones favorable, así la c.l. turbulenta posee mayor energía de velocidad, por consecuencia menor espesor, y produce también un retardo o desplazamiento hacia atrás del fenómeno de separación, y con esto calle de remolinos más pequeña y mejor recuperación de presión, consecuencia: menor arrastre y disminución del coeficiente C_D como se ve en la figura. La inmersión de la zona de separación ocurre casi súbitamente como lo indica la pendiente casi vertical de la curva

8.3 Disminución de la Resistencia de Arrastre-Aerodinamización:

Un ala en general es un cuerpo de forma cilíndrica y sección de perfil aerodinámico o sea una forma de borde anterior redondeado y ahusado hacia la cola, puede ser, simétrico respecto del eje x . o ligeramente asimétrico respecto de él. Un cuerpo aerodinamizado es un objeto 3D con simetría axial y radial de forma perfilada ahusada como el cuerpo de un delfín o una lágrima.

Para un flujo ideal de $\mu = 0$, la corriente sobre el perfil es tal que la velocidad disminuye desde la velocidad de corriente libre hasta cero en el punto de estagnación de proa, y también es igual a cero en el punto de estagnación de popa. En estos puntos donde la velocidad es igual a cero, la presión será máxima de acuerdo al teorema de Bernuolli. Esta presión máxima vale: $p_S = p_{at} + \frac{1}{2} \rho V_C^2$.

Toda disminución de la velocidad de la partícula sobre la línea de corriente va acompañada de un aumento en la presión y viceversa, como se observa en la Fig. 8.3.1.

El flujo se estrangula respecto se las condiciones de infinito como si fuera una tobera, y la velocidad crece a un máximo en el hombro. Es fácil ver que para flujo ideal las presiones se igualan y el arrastre es cero. Esto que ya comentamos para esferas, se cumple también para cuerpos aerodinamizados y perfiles aerodinámicos, se conoce como “paradoja de D’Alambert”.

Para flujo ideal, este fenómeno ocurre para cualquier forma simétrica sumergida en un fluido, y por supuesto también para esferas y cilindros.

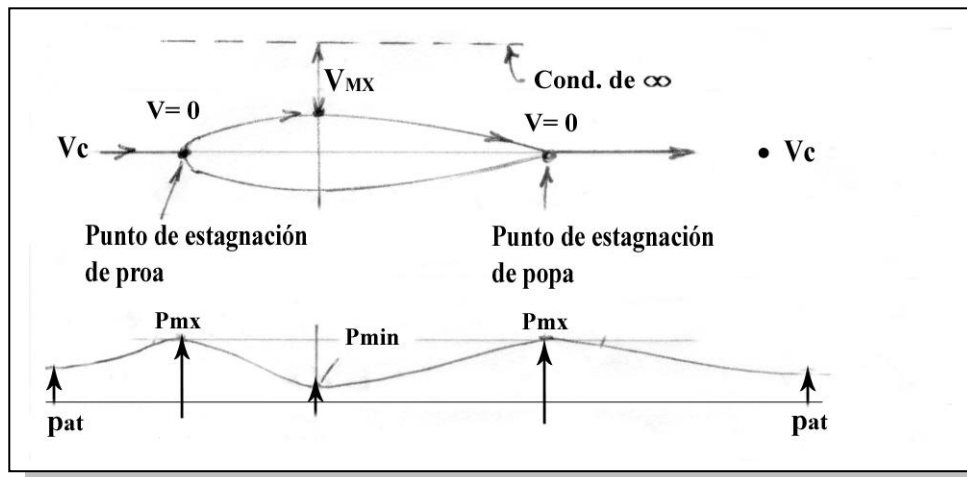


Fig.8.3.1

¿Qué pasa cuando hay viscosidad?:

El movimiento de la partícula desde la posición de alta presión en el punto de estagnación de proa a la de baja, en el vértice y de vuelta a la de alta, en el punto de estagnación de popa, cumple con la ley de energía como un péndulo.

La energía de velocidad se transforma en energía de presión, pero si hay viscosidad, consideramos un sistema interior delimitado por la capa límite, en el que hay que gastar algo de la energía disponible para mantener el flujo de arrastre viscoso, afuera de esta zona podemos, sin cometer gran error, suponer que el flujo es ideal o se comporta con las leyes del flujo potencial.

Si el gradiente de presión desfavorable desde el vértice hacia atrás, no es muy grande, dentro de la zona viscosa, las partículas se mueven a menor velocidad, pero reciben algo de energía desde el exterior para compensar y poder llegar al punto de popa y mantener una estela turbulenta delgada.

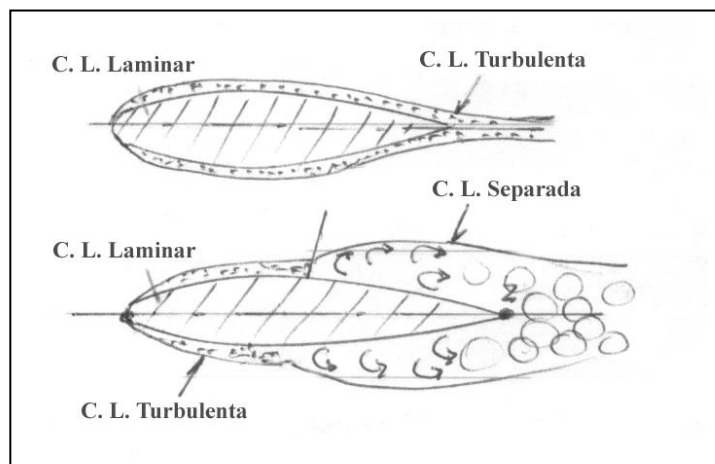


Fig.8.3.2

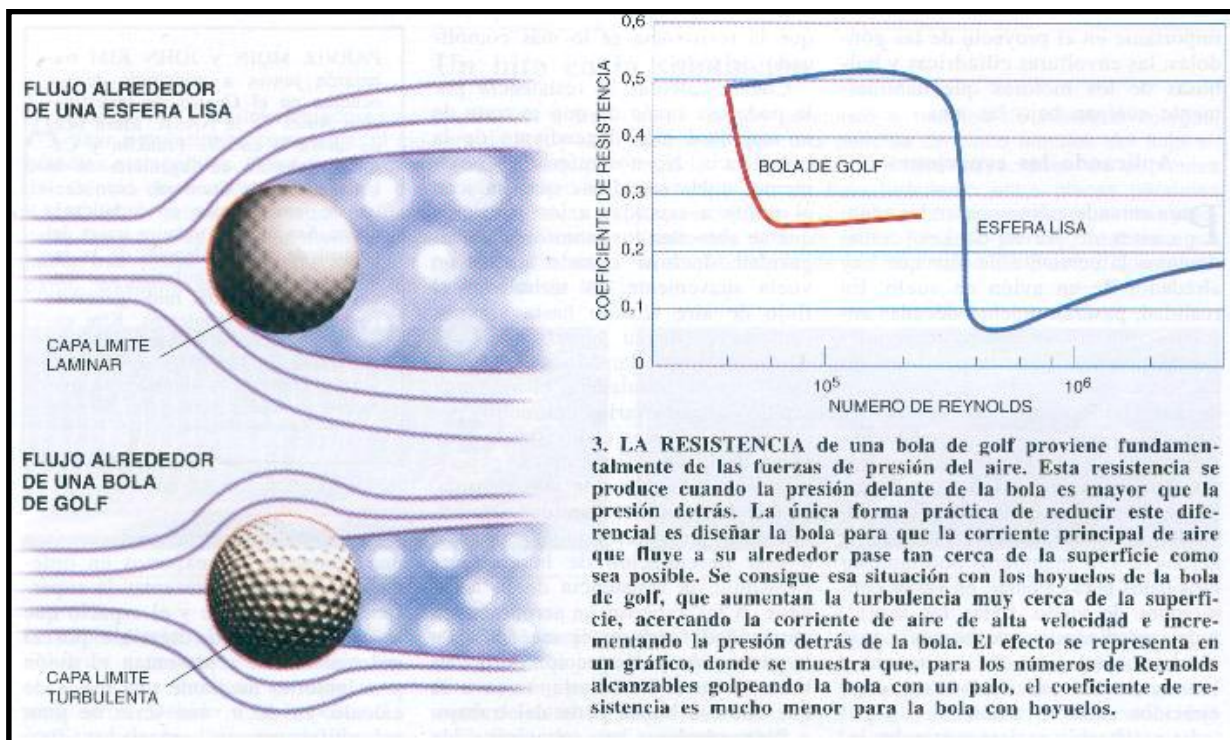
Pero si el gradiente de presión adversa es muy grande, se produce el atascamiento de la capa límite y la separación. Esto ocurre si el perfil es muy grueso, (gran curvatura en la superficie) o siendo delgado por aumento del número Re .

Una gran zona separada y calle de remolinos, hace que la presión en el punto de estagnación de popa sea muy baja comparada con el punto de estagnación de proa, lo que produce un gran Δp entre proa y popa, y por tanto un gran arrastre.

Por este motivo si Re del flujo libre corresponde a rango turbulento, conviene que la separación ocurra lo más retrasada posible.

Para formas de gran curvatura, como las pelotas de golf, es conveniente aumentar la rugosidad mediante los hoyuelos, al efecto que la capa límite laminar sea lo más corta posible, así la esfera rugosa produce una capa límite turbulenta que comienza antes del vértice, todavía dentro de la zona de gradientes de presión favorables, esto energiza la capa límite turbulenta la que presentará un menor espesor, y al tener más energía de velocidad permite que el fenómeno de separación se produzca más allá del hombro, disminuyendo así la resistencia de forma.

Este fenómeno se muestra en la figura siguiente, y cuyo crédito corresponde, al número de marzo de 1997 de Scientific American.



La curva de la derecha representa la inmersión espontánea de la zona de separación para esfera lisa, pero que ocurre a un Re mayor (velocidad de la corriente mayor para un diámetro dado), para reproducir el fenómeno favorable de tener un bajo arrastre para un Re menor, (curva de la izquierda) y compatible con las velocidades de vuelo de las pelotas de golf, se requieren los hoyuelos.

El alumno debe observar que la grafica de la derecha es una pequeña porción del grafico dado en la Fig.8.3.1, pero se trata esencialmente de lo mismo.

4.3 Resumen de Resistencia sobre cuerpos sumergidos:

La “resistencia de arrastre” sobre un cuerpo por su movimiento en un fluido, se define entonces como la componente de fuerza ejercida sobre el cuerpo en el sentido opuesto a la velocidad de corriente libre, de acuerdo a la ley de Rayleigh. Esta fuerza está definida por:

$$R = C_D \left(\frac{1}{2} \rho V^2 \right) \cdot S$$

donde: R = Resistencia de arrastre; $\left(\frac{1}{2} \rho V^2 \right)$ Presión de impacto o dinámica y S Superficie expuesta en la dirección normal a la corriente de la sección del cuerpo en esa dirección (Área proyectada). De acuerdo a las definiciones anteriores la resistencia de arrastre incluye la resistencia de forma y fricción sumadas.

La figura anterior (Fig.8.3.1) representa el coeficiente de arrastre C_D en función al número Re para esferas, y en la figura siguiente (Fig.8.3.3) siguiente se da el C_D en función del número Re para cilindro embestado por la corriente.

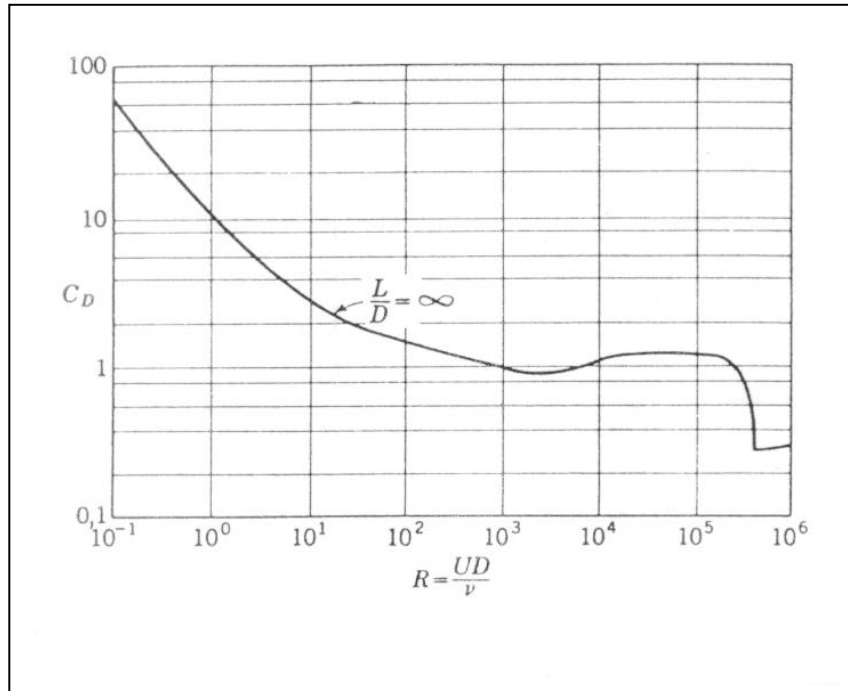


Fig.8.3.3

En este caso se observa también para cilindro liso un cambio brusco del punto de separación de la capa límite al aumentar el Re , como en el caso de la esfera, también para un Re aproximado de $Re = 5 \cdot 10^5$.

En la tabla siguiente, se dan los coeficientes de resistencia típicos para varias secciones prismáticas y varias relaciones L/D por lo general mayores a 2 : 1 y cuando no indica nada $L \gg D$, el C_D constante también en general está tomado para un intervalo en que el coeficiente cambia poco con el número Re ., por ejemplo el intervalo entre 10^3 y 10^5 .

Tabla I Coeficientes de resistencia típicos para varios cilindros en flujo bidimensional †

Forma del cuerpo		C_D	Número de Reynolds
Cilindro circular		1,2	10^4 a $1,5 \times 10^6$
Cilindro elíptico		0,6	4×10^4
		0,46	10^5
		0,32	$2,5 \times 10^4$ a 10^5
		0,29	$2,5 \times 10^4$
Prisma cuadrado		0,20	2×10^5
		2,0	$3,5 \times 10^4$
Prisma triangular		1,6	10^4 a 10^5
		2,0	10^4
		1,72	10^4
		2,15	10^4
		1,60	10^4
		2,20	10^4
		1,39	10^4
		1,8	10^5
Semitubo		1,0	10^5
		2,3	4×10^4
		1,12	4×10^4

† Datos tomados de W. F. Lindsey, *NACA Tech. Rept. 619*, 1938.

8.4 Fuerza de Sustentación.

Basándonos la de definición que hemos dado de ala al comienzo del párrafo 8.3, las alas pueden ser simétricas o de perfil simétrico respecto del eje x como se indica en la Fig. 8.3.2 en cuyo caso al ser embestidas por una corriente horizontal se crea una resistencia de forma también según la dirección del eje x ; hará falta una fuerza igual y dirigida en el sentido $-x$ para que el ala no se mueva.

Pero si la corriente embiste según un ángulo diferente y pequeño digamos inferior a 15° , o bien si embiste con ángulo 0° en un perfil asimétrico o ambas cosas a la vez, la distribución de presiones en las superficies superior e inferior del ala deja de ser simétrica y el vector resultante de la Resistencia de Arrastre deja de tener el mismo ángulo de la corriente, y presenta otro más empinado como se muestra en la Fig 8.4.1, siguiente.

En ella puede verse que para un perfil ligeramente asimétrico y ángulo de incidencia o ataque de la corriente α , el vector Resistencia de Arrastre F_R forma un ángulo bastante mayor que α , así nosotros podemos obtener una descomposición vectorial tomando una Fuerza F_D paralela a la dirección de incidencia y otra normal a ella que denominamos F_L .

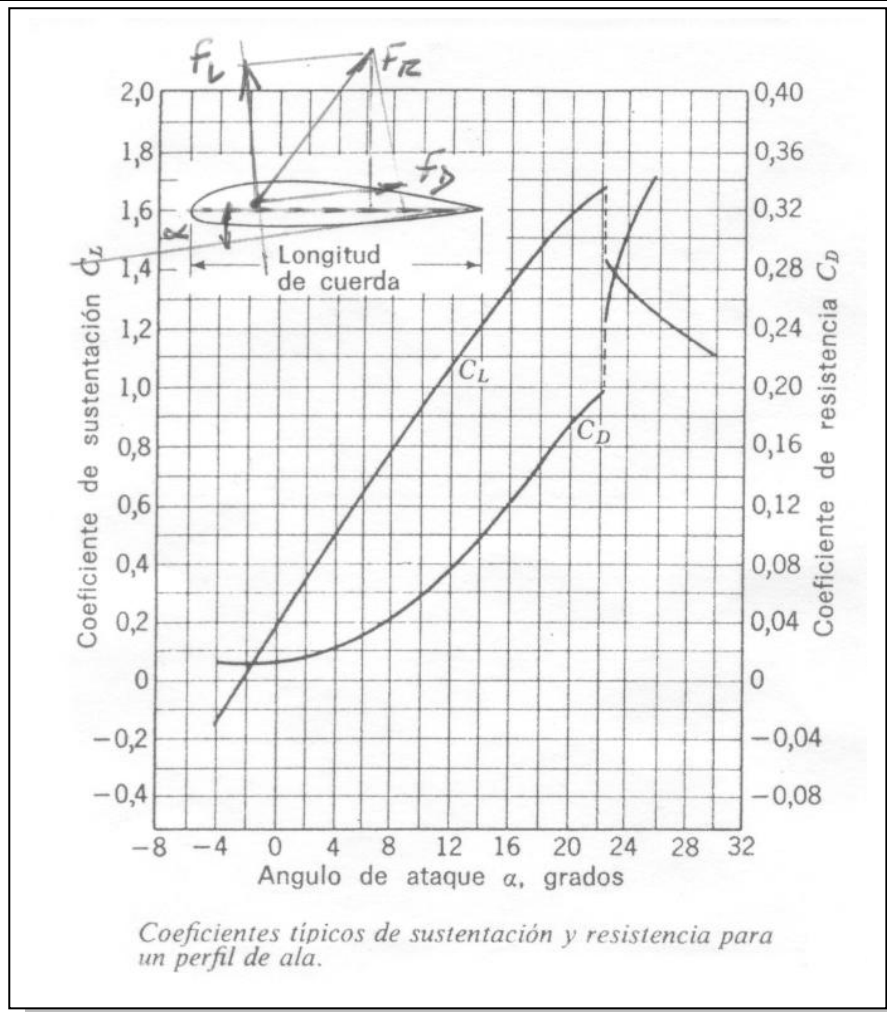


Fig..8.4.1

La Resistencia de Arrastre Total se ha descompuesto en la denominada Resistencia de Arrastre F_D y la Fuerza de Sustentación F_L . Este fenómeno básicamente se emplea para sustentar aeronaves y helicópteros.

En la Fig.8.4.1 se observa el trazado de las curvas de C_D y C_L para diferentes ángulos de ataque de un perfil de ala en particular, existiendo un gráfico como el presentado por cada geometría de perfil dada.

Los perfiles están clasificados por códigos numéricos de cuatro o cinco dígitos, que establecen para cada dígito una característica geométrica particular del perfil y se encuentran editados en Códices o Libros de Reports.

Definido el tipo de perfil y ubicado el ángulo de ataque de diseño las fuerzas netas totales de Sustentación y Arrastre se hallan fácilmente aplicando las fórmulas ya conocidas:

$$F_L = C_L \frac{1}{2} \rho V^2 S$$

$$F_D = C_D \frac{1}{2} \rho V^2 S$$

En las cuales V representa la velocidad de la corriente libre en la dirección α , y S la superficie de la planta alar proyectada en el plano (x,z) .

Bibliografía complementaria para consulta:

FRANK M. WHITE, Mecánica de Fluidos, Ed. Mc Graw Hill

WILLIAM F. HUGES, Dinámica de los fluidos, Ed Mc Graw Hill

ROBERT FOX – ALAN MAC DONALD, Introducción a la Mecánica de Fluidos, 4ta Edición, Mc Graw Hill

IRWIN SHAMES, Mecánica de Fluidos, 6ta Ed. Editorial Mc Graw Hill

RONALD GILES, Mecánica de los fluidos e Hidráulica, Ed. Mc Graw Hill

STREETER Y WEELER, Mecánica de los fluidos, Ed. Mc Graw Hill