MATERIAL TEÓRICO
2015

INTRODUCCIÓN
A LA MECÁNICA DE
LOS FLUIDOS

TECNÓLOGO MECÁNICO

2. HIDROSTÁTICA

2. HIDROSTÁTICA

Se le llama Hidrostática al estudio de la mecánica de los fluidos cuando estos se encuentran en reposo (quietos). En particular se desprenden 2 conclusiones inmediatas de esta condición:

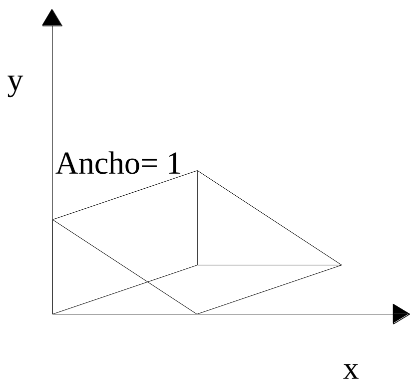
- La velocidad en cada punto de un fluido en reposo es nula, y por lo tanto también la aceleración: $\vec{a} = 0$
- Los fluidos en reposo no admiten deformación, por lo que no soportan tensiones rasantes (es decir, si aparecen tensiones rasantes el fluido dejará de estar en reposo): $\vec{\tau} = 0$, por lo que $\vec{f} = -p\,\hat{n}$

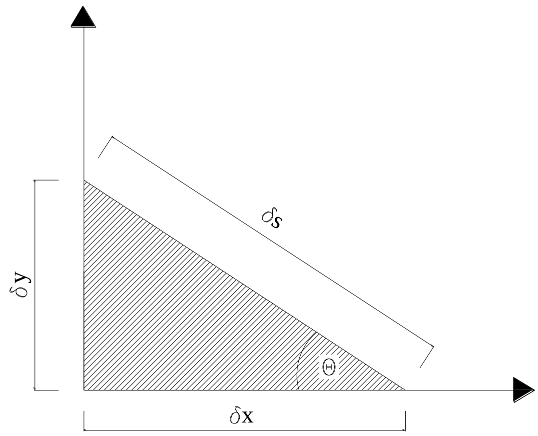
La 1ª ecuación de balance mecánico global queda entonces

$$0 = \int_D \rho.\vec{F}\, dV + \int_{\partial D} -\, p\,\hat{n}\, dA$$

2.1. Presión en un punto dentro de un fluido en reposo (Teorema de Pascal)

Se va a demostrar que en un punto, dentro de un fluido en reposo, la presión tiene el mismo valor en todas las direcciones. Para ello se elige un volumen de control adecuado, en forma de cuña, de espesor igual a la unidad, lados δx, δy y δs y ángulo θ. Se estudiará lo que sucede en el plano xy.





Para resolver las integrales de superficie se aplicará el teorema del valor medio, de modo que la integral de las presiones en cualquiera de las caras se sustituirá por el producto del valor medio de la presión en dicha cara y el área de la cara correspondiente.

La 1ª ec. de bce. mec. proyectada según los ejes x e y, resulta en:

1) $$0 = p_x.\delta_y - p_s.\delta_s.sen(\theta)$$

2) $$0 = p_y.\delta_x - p_s.\delta_s.\cos(\theta) - \gamma\,\frac{\delta_x.\delta_y}{2}$$

Donde $\delta_s.sen(\theta)=\delta_y$ y $\delta_s.\cos(\theta)=\delta_x$, por lo que las ecuaciones 1 y 2 quedan:

3) $p_s = p_x$

4) $0 = p_y - p_s - \gamma \dfrac{\delta_y}{2}$

Luego, se hace tender las dimensiones de la cuña a cero: $\delta_x \to 0$, $\delta_y \to 0$, por lo que la ecuación 4 queda:

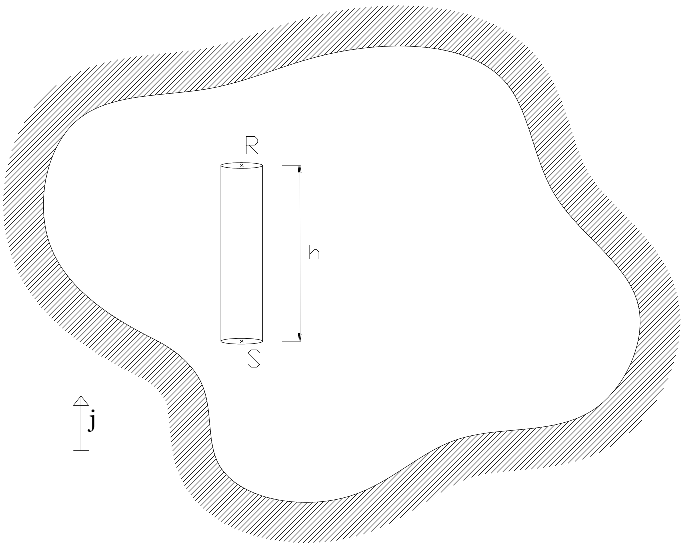
5) $p_s = p_y$

De las ecuaciones 3 y 5 se tiene que $p_s = p_y = p_x$, y como el ángulo θ es cualquiera, queda demostrado que la presión es igual en todas direcciones sobre un punto dentro de un fluido en reposo.

2.2. Variación de la presión en un fluido en reposo (Ley hidrostática de presiones)

En un recipiente cerrado, se encuentra un fluido en reposo de densidad ρ. Dado un punto *R*, y un punto *S*, alineados en una recta vertical y separados una distancia *h*, se construye un cilindro de largo *h* y cuyas bases (de área *A* infinitesimal) tienen a los puntos *R* y *S* como centros.

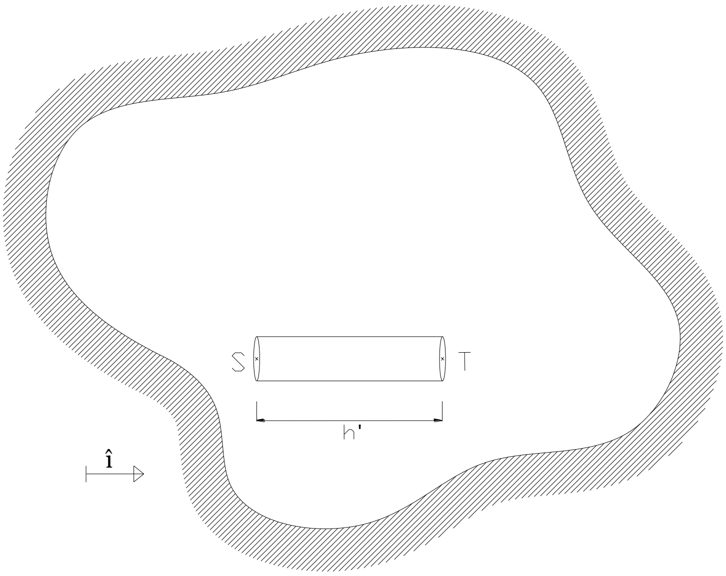
Se plantea la componente según el versor $\hat{j}$ de la 1ª ecuación de balance mecánico, a la región de fluido ocupada por el cilindro.



$$0 = -\rho.g.A.h + \left(p(S).A - p(R).A\right)$$

Tachando el área de cada término, se obtiene: $\underline{p(S) = p(R) + \rho.g.h}$

Para probar que la presión no varía en un plano horizontal (y por lo tanto solo depende de la profundidad, o sea la distancia vertical) se considera ahora un cilindro de largo *h'* que tenga como centro de sus bases al punto *S* y al punto *T* (ubicado en el mismo plano horizontal que *S* a una distancia *h'*). Se procede a escribir la componente en la dirección del versor $\hat{i}$ de la 1ª ecuación de balance mecánico, a la región de fluido ocupada por el cilindro.



$$0 = \left(p(S).A - p(T).A\right)$$

Tachando el área de cada término, se obtiene: $\underline{p(T) = p(S)}$

Por lo tanto se deduce que la presión dentro de un fluido en reposo, sólo depende de la profundidad y aumenta con ésta, es decir, a mayor profundidad mayor presión.

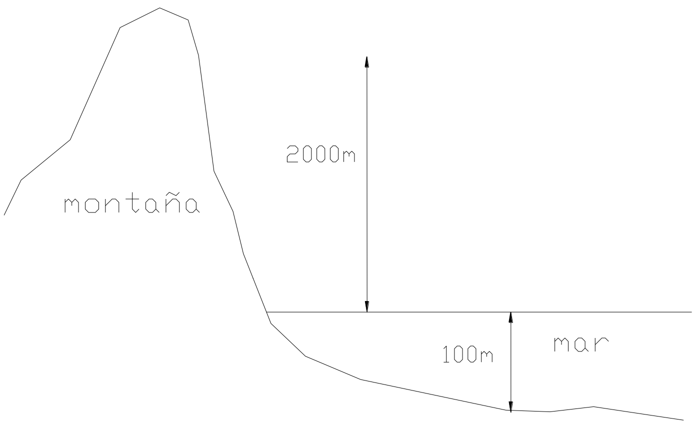
A demás, dos puntos de un mismo fluido que se encuentran en un mismo plano horizontal, tal que exista una línea a través del mismo fluido que los una, tienen la misma presión.

La ecuación $p(S) = p(R) + \rho.g.h$, se conoce como ley hidrostática de presiones y es útil para determinar la presión en un punto, conociendo el valor de la presión en otro punto separado del primero una distancia vertical *h*.

Un dato que se puede conocer fácilmente de estaciones meteorológicas, es el valor de la presión atmosférica, que equivale a la presión del aire sobre el nivel del mar. A partir de este dato puede conocerse, por ejemplo la presión que debe soportar un buzo a 100 metros de profundidad en el mar, o la presión que soporta un escalador en una montaña a 2000 metros sobre el nivel del mar.

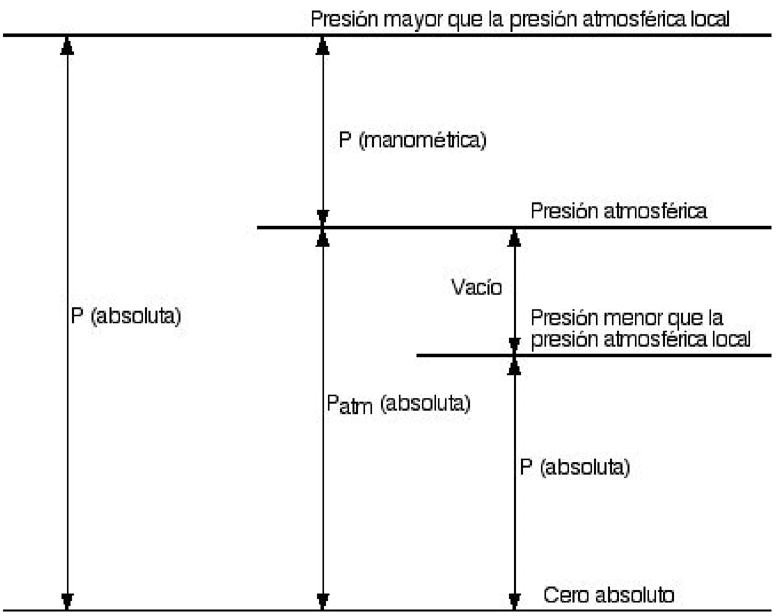
Se define un valor de presión atmosférica estándar igual a 101325 *Pa*, equivalente a 1 *atm*.

Tomando las densidades del agua y del aire estándar como 1000 kg/m^3 y 1,2 kg/m^3 respectivamente, las presiones mencionadas valen 77805 *Pa* la que soporta el escalador, y 1081325 *Pa* la del buzo.



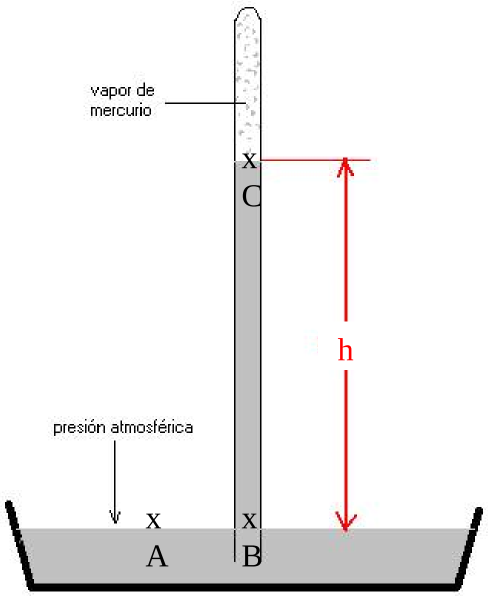
2.3. Escalas de presión e instrumentos de medición

Al igual que con la temperatura, en la que existe una escala absoluta (grados Kelvin) y una escala relativa (grados Celsius), se tiene para la presión, una escala absoluta (simplemente denominada presión absoluta) y una escala relativa (denominada presión manométrica).
Así como se tiene un cero absoluto para la temperatura (0 ºK) se tiene un cero absoluto para la presión. Es decir que la presión absoluta siempre es positiva.
El cero relativo de la temperatura (*T(ºC)=0*) se encuentra en 273,15 ºK (de la escala absoluta). De manera similar, el cero relativo de la presión ($p_{man}=0$) se encuentra en el valor de la presión atmosférica local p_{atm} (de la escala absoluta).
La ecuación que vincula las escalas absoluta y relativa (manométrica) de presión es: $p_{abs} = p_{man} + p_{atm}$, y en la siguiente figura se esquematiza dicho vínculo.



Barómetro

Para medir la presión atmosférica, se utiliza un dispositivo denominado Barómetro, que consiste en un tubo invertido, en el cual se hace "vacío", sumergido en un recipiente conteniendo algún líquido pesado (usualmente mercurio, $\rho_{merc} = 13550\, kg/m^3$) abierto a la atmósfera. Como dentro del tubo vacío la presión es mucho menor que la del mercurio, éste asciende por el tubo hasta alcanzar el equilibrio. Como el vacío perfecto (p_{abs}= 0) no se puede lograr en la práctica, lo que sucede en el tope del tubo es la formación de vapor de mercurio, cuya presión si bien no vale cero, es suficientemente pequeña como para despreciarla.



Aplicando las nociones que hemos desarrollado, se puede afirmar que los puntos A y B están a la misma presión (por estar en un mismo plano horizontal), por lo que

$$p(B) = p(A) = p_{atm}$$

Por otro lado, aplicando la ley hidrostática, podemos vincular las presiones en B y en C como:

$$p(B) = p(C) + \rho_{merc}.g.h$$

Entonces, despreciando el valor de *p(C)*, la presión atmosférica se puede escribir como

$$p_{atm} = \rho_{merc}.g.h$$

De la última ecuación, podemos predecir la altura que alcanzaría la columna de mercurio dentro del tubo en un día con presión atmosférica estándar.

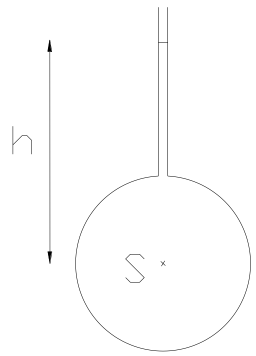
$$h = \frac{101325\,Pa}{13550\,kg/m^3.9{,}8\,m/s^2} = 0{,}76\,m = 760\,mm$$

Si se quisiera construir un Barómetro, utilizando agua en lugar de mercurio, se tendría que tener un tubo de aproximadamente 10,34m de largo.

Manómetros

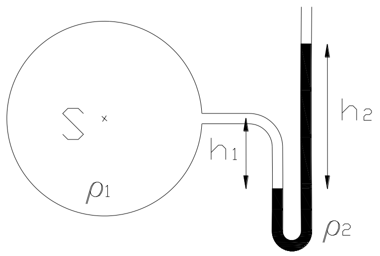
Los Manómetros son dispositivos que se utilizan para medir la presión manométrica. Para conocer la presión absoluta de un fluido a partir de la medición de un Manómetro, debe conocerse además el valor de la presión atmosférica en ese momento y lugar.

- El tipo más sencillo de manómetro es el llamado Manómetro de Rama Abierta, el cual se muestra en la figura. Consta de un tubo vertical abierto a la atmósfera. El fluido asciende por el tubo hasta alcanzar el equilibrio. Para determinar el valor de la presión se utiliza la ley hidrostática de presiones.



La presión absoluta en el punto S vale: $p(S) = p_{atm} + \rho.g.h$
La presión manométrica en el punto S vale: $p(S) = \rho.g.h$
Tiene la desventaja que solo sirve para presiones manométricas positivas, para medir presiones en líquidos y no es práctico para presiones altas.

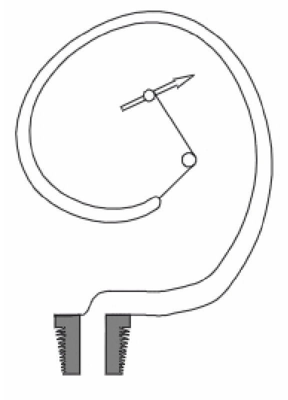
- Una variante para solucionar los problemas recién mencionados, es el Manómetro de Dos Ramas Abiertas, el cual consiste en un tubo en forma de U que contiene un líquido pesado. La rama derecha está abierta a la atmósfera y la izquierda se conecta al recipiente conteniendo el fluido al que se le quiere medir la presión.



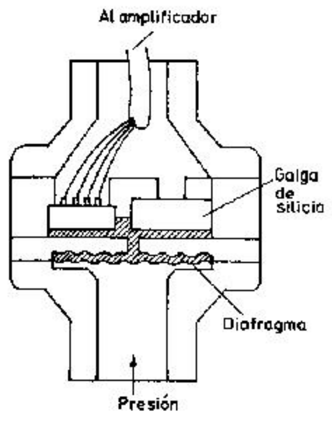
La presión absoluta en el punto S vale: $p(S) = p_{atm} + \rho_2 . g . h_2 - \rho_1 . g . h_1$

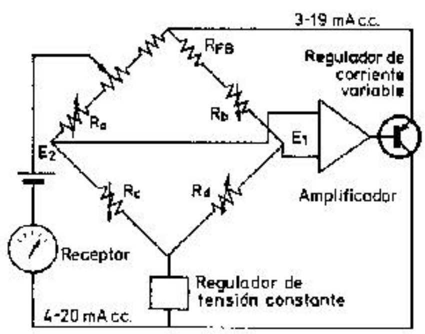
La presión manométrica vale: $p(S) = \rho_2 . g . h_2 - \rho_1 . g . h_1$

- El tipo más usado de manómetro, es el Manómetro Metálico o Aneroide, dentro de los cuales el más común es el Manómetro de Bourdon, que consiste en un tubo metálico hermético cerrado en un extremo y enrollado en espiral. El extremo abierto se comunica con el recipiente donde se encuentra el fluido cuya presión se quiere medir. La presión actúa desenrollando el tubo, el cual hace girar una aguja indicadora sobre una escala de presión.

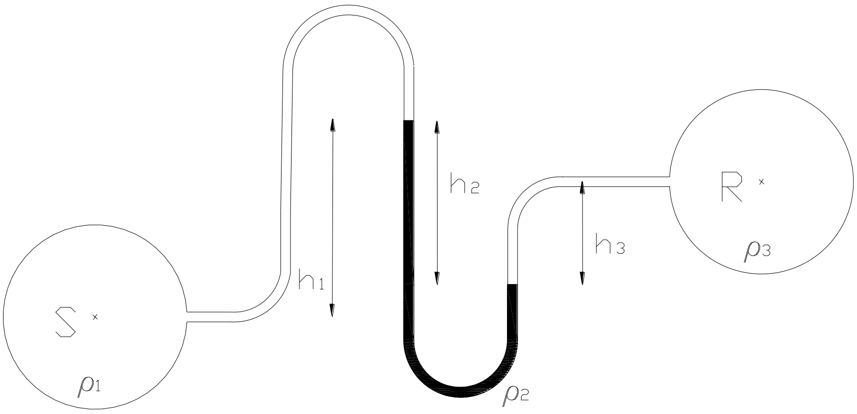


- Existen en la actualidad Manómetros Electromecánicos, que utilizan un elemento mecánico elástico combinado con un transductor eléctrico que genera la señal eléctrica correspondiente. Un ejemplo de este tipo de manómetros son los transductores de presión de silicio difundido, cuyo principio de funcionamiento está basado en el Puente de Wheatstone.





- Cuando se quiere medir una diferencia de presiones entre dos recipientes, se utilizan Manómetros Diferenciales. Los Manómetros Diferenciales de Bourdon y los Electromecánicos poseen dos tomas de presión en lugar de una. Se muestra en la figura de abajo un esquema de un Manómetro Diferencial Simple de Ramas Cerradas.



La diferencia de presión entre los puntos S y R vale: $p(S) - p(R) = \rho_3 .g.h_3 - \rho_2 .g.h_2 + \rho_1 .g.h_1$

2.4. <u>Fuerza ejercida por fluidos sobre superficies planas</u>

La fuerza que está presente en la interfaz de un fluido con una superficie, es una fuerza de contacto. Como se mencionó anteriormente, los fluidos en reposo no soportan esfuerzos tangenciales, por lo que en cada punto de una superficie sumergida en un fluido sólo existen esfuerzos normales (presión) a la superficie. Por lo tanto, la fuerza resultante ejercida por una porción de fluido sobre una superficie *S*, se calcula como $\vec{F} = \int_S p\hat{n}dA$

A continuación se expone el valor de dicha fuerza y el punto de aplicación de la misma, para superficies horizontales, verticales e inclinadas.

2.4.1 <u>Fuerza sobre superficies horizontales</u>

En este caso, como la presión varía únicamente con la profundidad, la misma es uniforme sobre toda la superficie en cuestión, al igual que el versor normal, por lo que el término $p\hat{n}$ es constante y se puede sacar de la integral. Por lo tanto la fuerza se calcula como $\vec{F} = p \cdot A(S)\hat{n}$. Como la presión tiene el mismo valor en todos los puntos, se puede realizar el cálculo con la presión en el centro de la superficie, y entonces $\boxed{\vec{F} = p_{centro} \cdot A(S)\hat{n}}$.

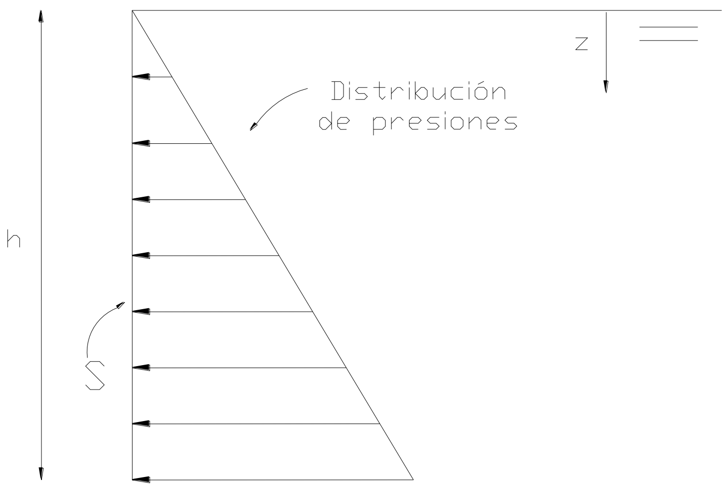
Al ser una distribución uniforme de presiones, el punto de aplicación de la resultante se encuentra en el centro geométrico de la superficie.

2.4.2. <u>Fuerza sobre superficies verticales</u>

Se analizará el caso de una superficie rectangular, y luego se generalizará para otras formas geométricas.

En este caso, la presión varía linealmente a lo largo de la superficie, desde cierto valor en el extremo superior, aumentando en profundidad.

Comenzamos analizando el caso de una superficie plana vertical con la superficie libre del fluido al ras del vértice superior de la superficie estudiada. Notar que sólo hay fluido del lado derecho de la superficie, siendo aire a presión atmosférica lo que hay del lado izquierdo. Como el efecto de la presión atmosférica actúa por igual de ambos lados de la superficie, se trabaja con presiones manométricas.



La distribución de presiones sobre la superficie tiene forma de prisma triangular, y si se estudia lo que sucede en el plano vertical perpendicular a la superficie, la distribución se ve como un triángulo.

El versor normal es uniforme a lo largo de toda la superficie por lo que sale de la integral. Además la presión no depende de la coordenada *x* por lo que también sale el ancho de la superficie (*B*) para afuera de la integral.

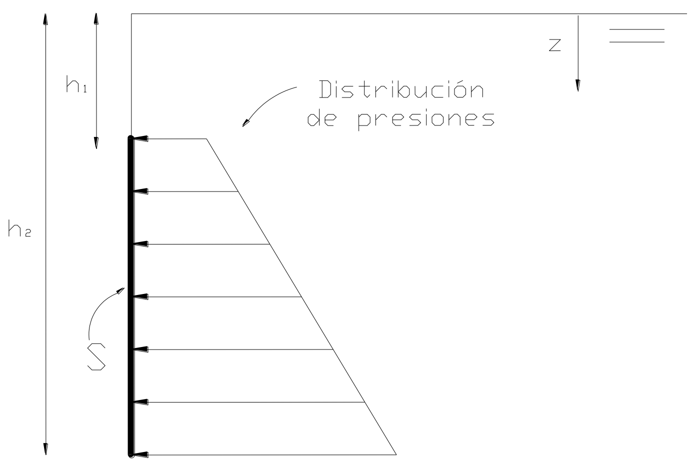
$$\vec{F} = \hat{n} \cdot \int_S p dA = \hat{n} \cdot \iint_S p(z) dx.dz = \hat{n} \cdot B \cdot \int_0^h \rho g z\, dz = \rho g B \frac{h^2}{2} \hat{n} = \rho g \frac{h}{2} \cdot h \cdot B \hat{n}$$

Donde $\frac{h}{2}$ es la profundidad del centro geométrico de la superficie, por lo que $\rho g \frac{h}{2}$ es el valor de la presión en el centro y hB es el área de la superficie, por lo que se puede escribir $\boxed{\vec{F} = p_{centro} \cdot A(S) \hat{n}}$.

Para encontrar el punto de aplicación de la resultante, se utiliza la siguiente relación:

$y_p = y_c + \frac{I_c}{y_c \cdot A}$; donde y_p es la distancia desde el vértice superior hasta el punto de aplicación; y_c es la distancia desde la superficie libre hasta C, el punto medio (en profundidad) de la superficie; I_c es el momento de inercia de la superficie respecto al eje que pasa por el punto C; y *A* es el área de la superficie. En el caso de una superficie rectangular de lados *h* y *B*, el momento de inercia es $B.h^3/12$ y la distancia hasta el punto C es *h*/2, por lo que <u>$y_p=2/3h$.</u>

Si estudiamos el caso en que la superficie libre de fluido se encuentra por encima del vértice superior de la superficie a estudiar, la distribución de presiones sobre la superficie tiene forma de prisma trapezoidal, y si se estudia lo que sucede en el plano vertical perpendicular a la superficie, la distribución se ve como un trapecio.



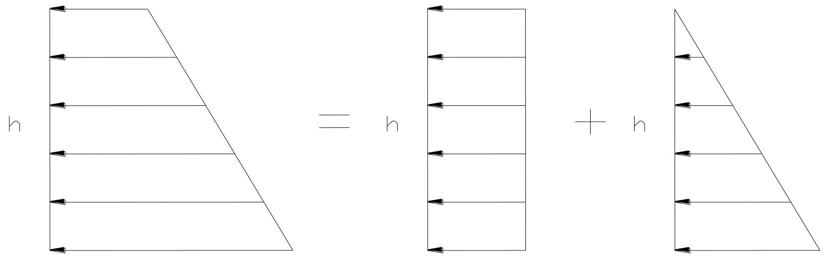
El versor normal es uniforme a lo largo de toda la superficie por lo que sale de la integral. Además la presión no depende de la coordenada x por lo que también sale el ancho de la superficie (B) para afuera de la integral.

$$\vec{F} = \hat{n} \cdot \int_S p dA = \hat{n} \cdot \iint_S p(z) dx.dz = \hat{n} \cdot B \cdot \int_{h_1}^{h_2} \rho g z\, dz = \rho g B \frac{h_2^2 - h_1^2}{2} \hat{n} = \rho g \frac{(h_2 + h_1)}{2} (h_2 - h_1) B\, \hat{n}$$

Donde $\frac{(h_2 + h_1)}{2}$ es la profundidad del centro geométrico de la superficie y $\rho g \frac{(h_2 + h_1)}{2}$ es el valor de la presión en el centro y $(h_2 - h_1)B$ es el área de la superficie, por lo que se puede escribir $\boxed{\vec{F} = p_{centro} \cdot A(S) \hat{n}}$.

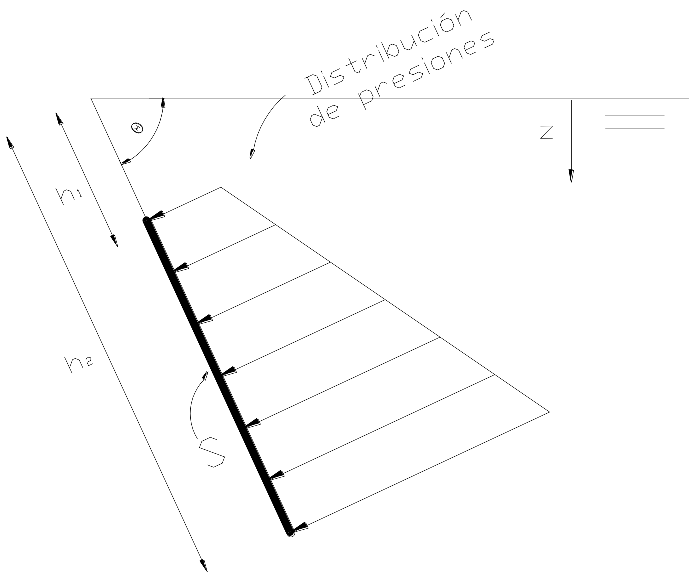
Para encontrar el punto de aplicación de la resultante, se utiliza la misma relación:
$y_p = y_c + \frac{I_c}{y_c \cdot A}$, donde se recuerda que las distancias se miden desde la superficie libre hacia abajo (y no desde el vértice superior de la superficie S). En el caso de una superficie rectangular de lados (h_2-h_1) y B, el momento de inercia es $\frac{B(h_2 - h_1)^3}{12}$ y la distancia hasta el centro geométrico es $\frac{(h_2 + h_1)}{2}$, por lo que $y_p = \frac{(h_1 + h_2)^2 / 4 + (h_2 - h_1)^2 / 12}{(h_1 + h_2) / 2}$, y ya no se tiene un valor tan sencillo como en el caso anterior.

Lo que se recomienda hacer en estos casos, es utilizar la propiedad sumativa de los momentos y dividir la distribución en forma de trapecio en dos distribuciones más simples: una con forma rectangular y otra triangular.



El momento de la distribución de presiones trapezoidal (que es igual al producto de la resultante por la distancia al punto de aplicación) es igual a la suma del momento de la distribución rectangular más el momento de la distribución triangular. Estos últimos dos momentos son fáciles de hallar.

2.4.3. *Fuerza sobre superficies inclinadas*



Ahora la superficie se encuentra inclinada, formando un ángulo θ con el plano horizontal.
El versor normal sigue siendo uniforme a lo largo de toda la superficie por lo que sale de la integral. Además la presión no depende de la coordenada *x* por lo que también sale el ancho de la superficie (*B*) para afuera de la integral.
Se define una nueva coordenada *y*, cuyo origen está en el corte de la superficie libre con la continuación imaginaria de la superficie a estudiar, y es colineal a dicha superficie. La profundidad *z* y la coordenada *y* se relacionan mediante el ángulo θ.

$$\vec{F} = \hat{n}\cdot\iint_S p(y)dx.dy = \hat{n}\cdot B\cdot\int_{h_1}^{h_2}\rho gy.sen(\theta)dy = \rho gB\frac{\left(h_2^2-h_1^2\right)sen(\theta)}{2}\hat{n} = \rho g\frac{(h_2+h_1).sen(\theta)}{2}(h_2-h_1)B\hat{n}$$

Donde $\frac{(h_2+h_1).sen(\theta)}{2}$ es la profundidad del centro geométrico de la superficie, por lo que $\rho g\frac{(h_2+h_1).sen(\theta)}{2}$ es el valor de la presión en el centro y $(h_2-h_1)B$ es el área de la superficie, por lo que se puede escribir $\boxed{\vec{F} = p_{centro}\cdot A(S)\hat{n}}$. El caso en que la superficie libre de agua está al ras del vértice de la superficie a estudiar, arroja el mismo resultado.
Como se puede ver, en todos los casos de superficies planas, el módulo de la resultante toma siempre el mismo valor, igual a la presión en el centro por el área de la superficie. La dirección está asignada por el versor normal a la superficie. Por otro lado, el punto de aplicación de la resultante, y por lo tanto el momento de la distribución de presiones, es relativamente fácil de hallar.

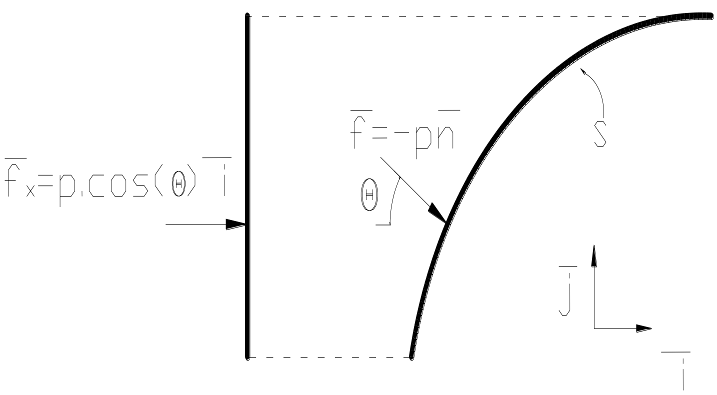
2.5. **Fuerza ejercida por fluidos sobre superficies curvas**

A diferencia de lo que sucedía en superficies planas, el vector presión varía no sólo en módulo sino también en dirección, a lo largo de superficies curvas. Por lo tanto la distribución de presiones se debería integrar vectorialmente, para poder hallar la fuerza resultante.

Para sortear el inconveniente de tener que integrar vectores que varían en dirección, se pueden seguir dos caminos:

1) Separar la fuerza resultante en dos; su componente horizontal y su componente vertical, y luego sumarlas vectorialmente.

Componente horizontal

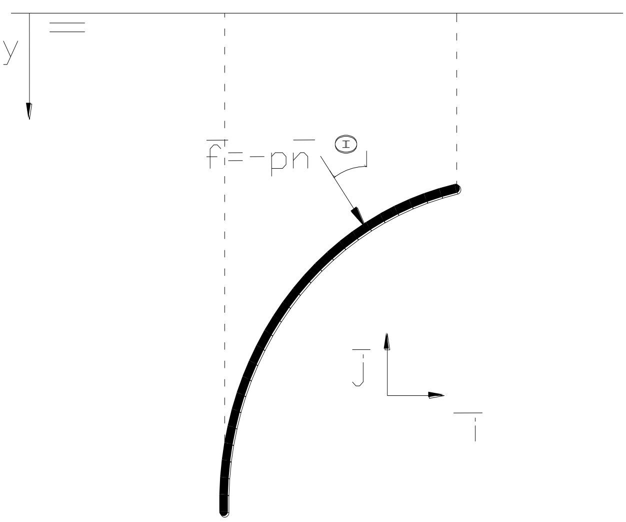


$F_x = \hat{i} \cdot \vec{F} = \hat{i} \cdot \int -p\hat{n}dA = \int -p.\cos(\theta)dA$

$\cos(\theta)dA$ es la proyección de *dA* sobre el plano vertical.

Por lo tanto se puede afirmar que la componente horizontal de la fuerza de presión sobre una superficie curva, es igual a la fuerza de presión ejercida sobre la proyección de dicha superficie sobre el plano vertical. La forma de calcular esta fuerza ya fue explicada.

Componente vertical



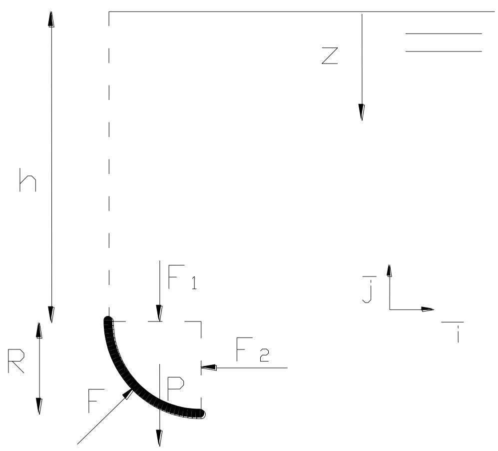
$F_y = \hat{j} \cdot \vec{F} = \hat{j} \cdot \int -p\hat{n}dA = \int \rho.g.y.\cos(\theta)dA$

$\cos(\theta)dA$ es la proyección de *dA* sobre el plano horizontal , por lo que $y.\cos(\theta)dA$ es el volumen encerrado por un cilindro de base *dA* y altura *y*, entonces integrando se obtiene el volumen total encerrado entre la superficie curva y la superficie libre.

Por lo tanto se puede afirmar que la componente vertical de la fuerza de presión sobre una superficie curva, es igual al peso del fluido que ocupa el volumen encerrado entre la superficie libre y la superficie curva estudiada. El punto de aplicación de la componente vertical, pasa por el centro de gravedad del volumen de fluido encerrado.

2) Hallar un volumen de control, tal que la superficie a estudiar forme parte de su frontera, y aplicar la primera ecuación de balance mecánico, para de aquí despejar como única incógnita la fuerza sobre la superficie curva. Las superficies auxiliares que se tomen para obtener un volumen cerrado deben ser superficies planas, de modo de que la resultante de la distribución de presiones sobre dichas superficies sean de cálculo fácil. Además, el volumen de control en lo posible debe tener una forma geométrica conocida, ya que será necesario calcular el volumen del mismo.

Ejemplo:



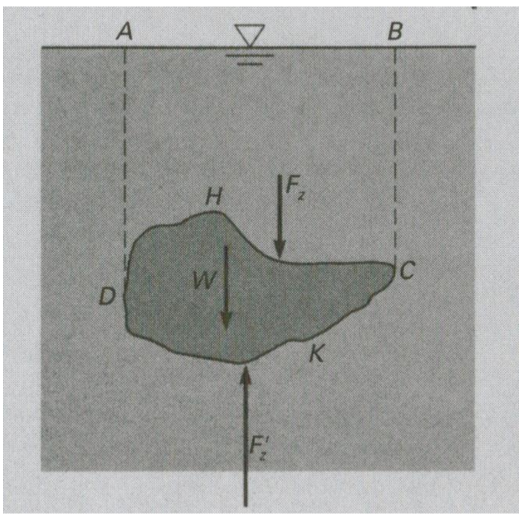
Se tiene una superficie cilíndrica cuya corte con el plano vertical es un cuarto de circunferencia de radio R. El vértice superior se encuentra a una profundidad h y el fluido se encuentra por encima de la superficie. En el dibujo se muestran las fuerzas que actúan sobre el volumen de control elegido, dentro de las cuales se encuentra la fuerza F, que es la opuesta a la fuerza que le ejerce el fluido a la superficie.
El balance mecánico dice $\vec{F}+\vec{F}_1+\vec{F}_2+\vec{P}=0$, donde se sabe que $\vec{F}_1=-\rho.g.h.R\,\hat{j}$, $\vec{F}_2=-\rho.g.(h+R/2).R\,\hat{i}$ y el peso es $\vec{P}=-\rho.g.\pi/4.R^2\,\hat{j}$.

Despejando se tiene que $\vec{F}=\rho.g.(h+R/2).R\,\hat{i}+\left(\rho.g.h.R+\rho.g.\pi/4.R^2\right)\hat{j}$.

En principio parecería que hallar el punto de aplicación de la fuerza no es una tarea sencilla. Sin embargo, apoyándose de una propiedad fundamental del vector presión se encuentra un resultado muy importante para los problemas de fuerzas sobre superficies curvas cuyo corte con el plano vertical tenga forma de sección de circunferencia. En cada punto el vector presión es normal a la superficie, y se sabe que una recta perpendicular a la tangente en un punto de una cfa., pasa por el centro de dicha cfa.. Por lo tanto, en una distribución de presiones en la que la línea de acción de cada vector presión pasa por el centro de la cfa., la línea de acción de su resultante también pasa por el centro de la cfa. (o arco de cfa.).

2.6. <u>Fuerza de flotación (empuje)</u>

2.6.1. Cuerpo totalmente sumergido



Dividamos la superficie del cuerpo en dos: una superficie “superior” y una superficie “inferior”

F_z=Peso(ABCHD) de fluido
$F_{z'}$=Peso(ABCKD) de fluido

F_z y $F_{z'}$ son las componentes verticales de las fuerzas sobre las superficies superior e inferior respectivamente.

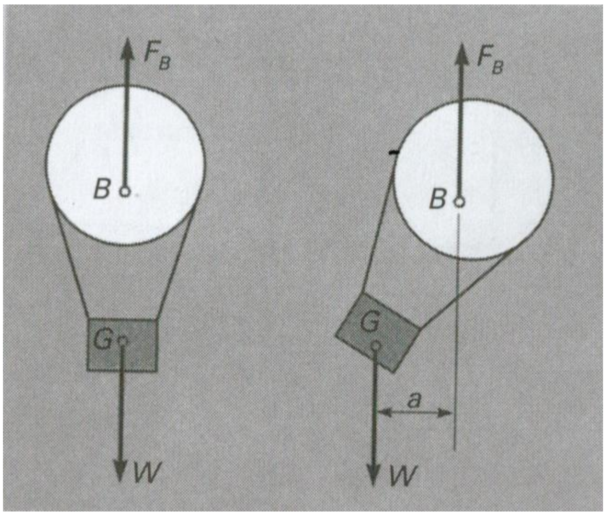
La fuerza de flotación es igual a F_z - $F_{z'}$ y actúa verticalmente hacia arriba. Notar que $F_{z'}$ - F_z es igual al peso de fluido que ocuparía el mismo volumen que el cuerpo sumergido.

PRINCIPIO DE ARQUÍMEDES: La fuerza de flotación sobre cualquier cuerpo sumergido es igual al peso de fluido desplazado. A la fuerza de flotación se le llama también Empuje. E= $F_{Z'}$ - F_Z

Llamémosle W al peso del cuerpo.

- Si el cuerpo está en equilibrio, el peso W y el empuje E son iguales en módulo y opuestos en dirección, lo que quiere decir que las densidades del cuerpo y del fluido son idénticas.
- Si el peso W es mayor que el empuje E, el cuerpo se hundirá.
- Si W es menor que E, el cuerpo ascenderá hasta que su densidad y la del fluido sean iguales, como en el caso de un globo aerostático, o hasta que el peso de fluido desalojado sea igual al peso del cuerpo

Ejemplo: globo aerostático sumergido en aire



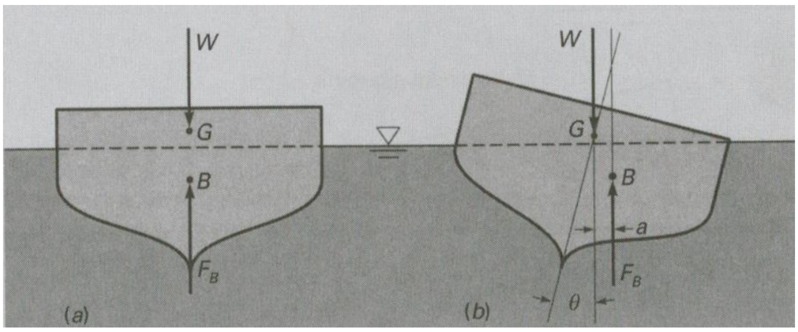
Si el centro de flotación (centro de gravedad del fluido desplazado) está por encima del centro de gravedad del cuerpo, el equilibrio es estable.

Se genera un momento externo que tiende a girar el cuerpo. Si B está por debajo de G, el momento generado por el peso y el empuje tiende a aumentar el desplazamiento. Por el contrario si B está por encima de G, dicho momento tiende a disminuir el desplazamiento.

2.6.1. Cuerpo flotante

Para un cuerpo totalmente sumergido en un líquido, si W es menor que el peso del mismo volumen del líquido (E), el cuerpo ascenderá y flotará en la superficie. La parte del cuerpo que permanezca sumergida será tal que el empuje recibido (peso de fluido que ocuparía el mismo volumen que dicha parte del cuerpo) sea igual al peso total del cuerpo.

Ejemplo: barco flotando en agua



Si se produce un momento enderezador cuando se inclina un cuerpo flotante, el cuerpo estará estable independientemente de si el centro de flotación esté por encima o por debajo del centro de gravedad. El centro de flotación no es fijo (como en los cuerpos totalmente sumergidos), sino que puede moverse mientras se inclina el cuerpo, debido a la forma del mismo.

BIBLIOGRAFÍA

Robert L. Mott, 1996. MECANICA DE FLUIDOS APLICADA, 4ª ED. Prentice Hall.

Joseph B. Franzini y E. John Finnemore, 1999. MECANICA DE FLUIDOS con aplicaciones en ingeniería, 9ª ED. Mc Graw Hill.

Bruce Munson, Donald Young y Theodore Okiishi, 1999. FUNDAMENTOS DE MECÁNICA DE FLUIDOS. Limusa-Wiley.